

Per. A - 1169

-648



TARTU RIIKLIKU ÜLIKOOLI

# TOIMETISED

УЧЕННЫЕ ЗАПИСКИ

ТАРТУСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА

ACTA ET COMMENTATIONES UNIVERSITATIS TARTUENSIS

648

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ГАЗОВЫХ И АЭРОЗОЛЬНЫХ СРЕДАХ

Ионизация, аэрозоли, электрометрия

Per. A-1169

-648

TARTU RIIKLIKU ÜLIKOOLI TOIMETISED  
УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ  
ТАРТУСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА  
ACTA ET COMMENTATIONES UNIVERSITATIS TARTUENSIS  
ALUSTATUD 1893.a. VIHIK 648 ВЫПУСК ОСНОВАНЫ В 1893.г.

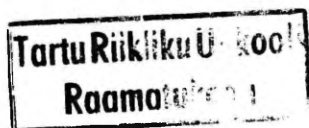
# ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ГАЗОВЫХ И АЭРОЗОЛЬНЫХ СРЕДАХ

Ионизация, аэрозоли, электрометрия

ТАРТУ 1983

Редколлегия: К.Куду, Я.Рейнет, О.Сакс.

Ответственный редактор: М.Ансо.



VII eks.

**НАКОПЛЕНИЕ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ И ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ  
ИОНОВ В РАЗРЯДНОМ ПРОМЕЖУТКЕ ОСТРИЁ-ПЛОСКОСТЬ В  
ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ НА ЧАСТОТАХ 0,5-1,0 МГц**

С.И. Бесхлебный, А.А. Жуков, В.Н. Крупин,  
Я.И. Микишей, Н.К. Цыкун  
Хабаровский государственный  
педагогический институт

Высокочастотные начальные напряжения пробоя воздушного промежутка остриё-плоскость экспериментально измерялись и результаты обсуждались в работах [1-6].

Было обнаружено, что начиная с некоторой частоты, зависящей от диаметра острия и его геометрии, начальное напряжение пробоя уменьшается по сравнению с начальным напряжением на частоте 50 Гц. Это понижение называется понижением в области I-й критической частоты и большинством авторов объясняется накоплением положительного объемного заряда. На роль отрицательного заряда указывается в работе О.Ф. Кабардина [4]. Он предполагает, что снижение начального напряжения обуславливается накоплением отрицательного объемного заряда на более низких частотах (до  $4\cdot 5\cdot 10^6$  Гц) и высокочастотная корона развивается в этих условиях из положительного стримера, возникающего в положительный полупериод напряжения высокой частоты; а на частотах выше  $5\cdot 10^6$  Гц возможно накопление положительного заряда и высокочастотный разряд возникает из тричелевского импульса в отрицательный полупериод.

Непосредственные экспериментальные исследования М. Х. Айнтса, С.И. Бесхлебного, К.Ф. Куду [7] начальных импульсов ВЧ короны показали, что в диапазоне частот 0,15-1,5 МГц ВЧ разряд инициируется либо стримером во время положительного полупериода, либо импульсом Тричела в отрицательный полупериод. При этом возникновение начала разряда от стримера или импульса Тричела носит статистический характер. Вероятность начала в полупериод определенного знака зависит от величины перенапряжения и от частоты. При этом после начального появления импульса Тричела в отрицательный полупериод всегда в следующий положительный полупериод возникает стримероподобный импульс.

В работах А.А. Жукова, С.И. Бесхлебного и А.И. Бесхлебного [8-10] было экспериментально подтверждено накопление в промежутке остриё-плоскость сначала положительных [8], а при улучшении техники эксперимента и отрицательных ионов [9-10] в диапазоне частот от 2,5 до 40 МГц. В работе [11] сделана попытка объяснения полученных результатов с учетом процессов ионизации электронным ударом и прилипания в области около кончика острия, когда распределение поля считалось сферическим.

Таким образом, механизм образования ВЧ разряда в промежутке остриё-плоскость не выяснен до конца. Необходимы дополнительные эксперименты.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных измерений тока лавинного несамостоятельного разряда методом выдувания воздуха из промежутка. Этот метод впервые предложил Фейтчанд [12]. Установка была подобна описанной в [10], но сделаны следующие усовершенствования.

1. Для уменьшения флуктуаций тока ионов, вызванных, как показано экспериментально, турбулентией воздушного потока, цилиндр коллектора был удлинен и снабжен направляющими пластинами, расположенными параллельно скорости воздуха.

2. Для улучшения степени разделения положительных и отрицательных ионов перед коллектором ставился дополнительный экран, который собирал ионы противоположного знака.

Были использованы острия из алюминия диаметром 0,5 мм, 0,8 мм, 1,0 мм; кончики острий обработаны на полусферу и отшлифованы. Перед проведением каждой новой серии измерений остриё снова обрабатывалось и шлифовалось, так как после возникновения короны результаты не повторялись и поверхность острия портилась. Далее результаты усреднялись по трем сериям экспериментов.

Плоскость представляла собой пластину диаметром 80 мм, в центре которой были просверлены отверстия диаметром 0,4 мм, через которые на остриё пропускался ультрафиолет, сфокусированный кварцевой линзой на кончике острия. Коэффициент пропускания света сеткой отверстий равнялся 40%. Расстояние между пластиной и остриём во всех опытах составляло 20 мм.

Были получены зависимости тока положительных и отрицательных ионов, выдуваемых потоком воздуха с кончика острия от величины амплитудного значения приложенного напряжения на частотах 0,5 МГц, 0,75 МГц, 1,0 МГц. Эти результаты представлены на рисунках 1, 2, 3, 4, 5, 6. Вертикальные стрелки

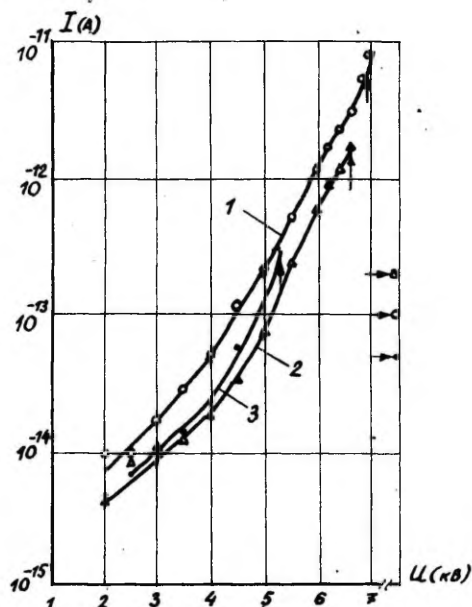


Рис. 1. Зависимость тока положительных ионов на коллектор от амплитудного значения напряжения высокой частоты;  $f = 0,5$  МГц для острий диаметром 1 мм (кривая 1), диаметром 0,8 мм (кривая 2), диаметром 0,5 мм (кривая 3).  
 ○ — экспериментальные точки для  $d = 1$  мм;  
 Δ — экспериментальные точки для  $d = 0,8$  мм;  
 ● — экспериментальные точки для  $d = 0,5$  мм.

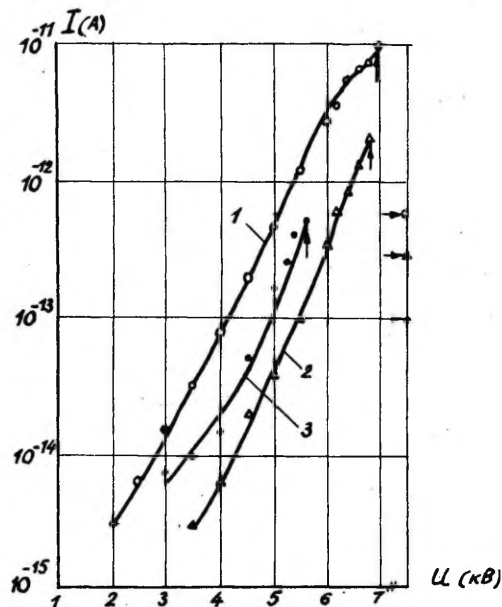


Рис. 2. Зависимость тока положительных ионов на коллектор от амплитудного значения напряжения высокой частоты;  $f = 0,75$  МГц для острий диаметром 1 мм (кривая 1), диаметром 0,8 мм (кривая 2), диаметром 0,5 мм (кривая 3).  
 ○ — экспериментальные точки для  $d = 1$  мм;  
 Δ — экспериментальные точки для  $d = 0,8$  мм;  
 ● — экспериментальные точки для  $d = 0,5$  мм.

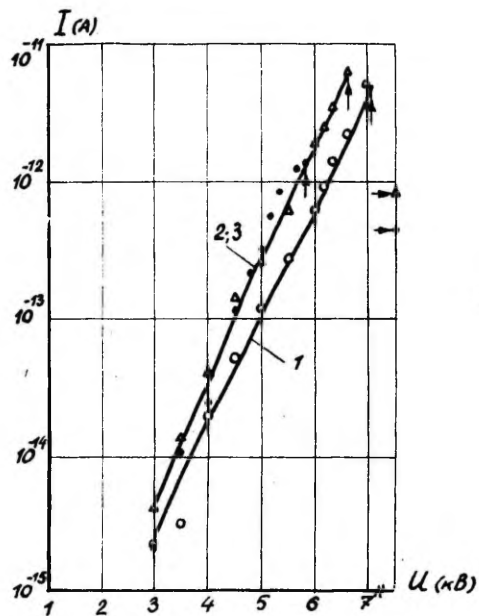


Рис. 3. Зависимость тока положительных ионов на коллектор от амплитудного значения напряжения высокой частоты;  $f = 1,0$  МГц для острий диаметром 1 мм (кривая 1), диаметром 0,8 мм (кривая 2), диаметром 0,5 мм (кривая 3).  
 ○ - экспериментальные точки для  $d = 1$  мм;  
 △ - экспериментальные точки для  $d = 0,8$  мм;  
 • - экспериментальные точки для  $d = 0,5$  мм.

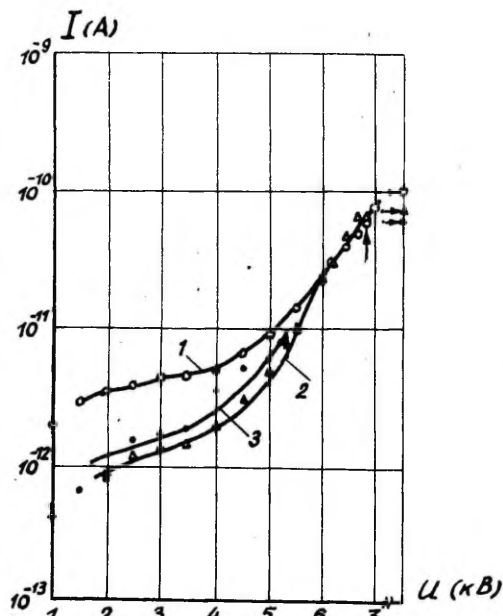


Рис. 4. Зависимость тока отрицательных ионов на коллектор от амплитудного значения напряжения высокой частоты;  $f = 0,5$  МГц для острий диаметром 1 мм (кривая 1), диаметром 0,8 мм (кривая 2), диаметром 0,5 мм (кривая 3).  
 ○ - экспериментальные точки для  $d = 1$  мм;  
 △ - экспериментальные точки для  $d = 0,8$  мм;  
 • - экспериментальные точки для  $d = 0,5$  мм.

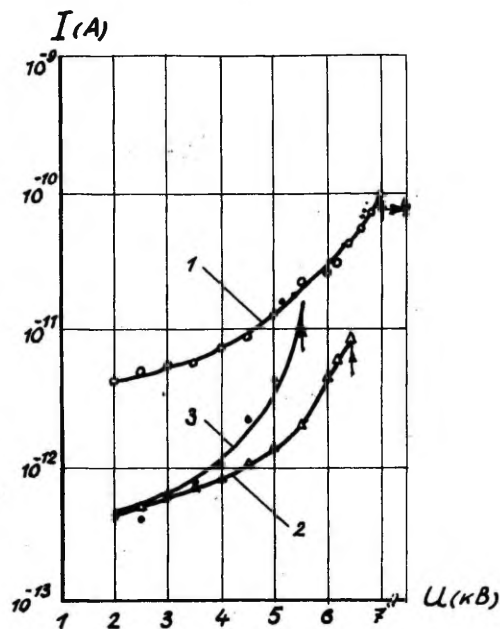


Рис. 5. Зависимость тока отрицательных ионов на коллектор от амплитудного значения напряжения высокой частоты;  $f = 0,7$  МГц для острей диаметром 1 мм (кривая 1), диаметром 0,8 мм (кривая 2), диаметром 0,5 мм (кривая 3).  
 ○ - экспериментальные точки для  $d = 1$  мм;  
 △ - экспериментальные точки для  $d = 0,8$  мм;  
 • - экспериментальные точки для  $d = 0,5$  мм.

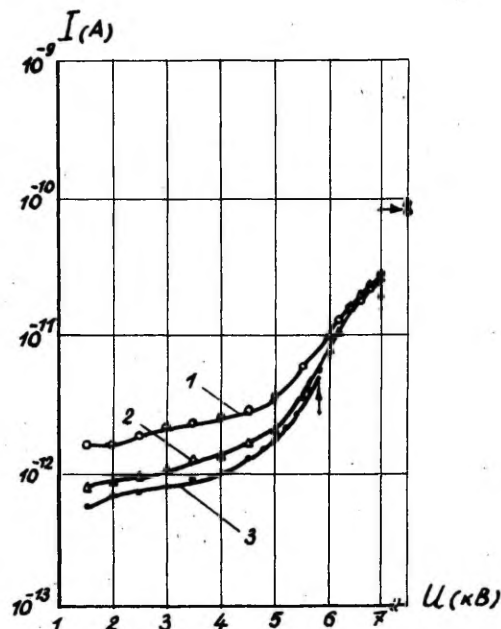


Рис. 6. Зависимость тока отрицательных ионов на коллектор от амплитудного значения напряжения высокой частоты;  $f = 1,0$  МГц для острей диаметром 1 мм (кривая 1), диаметром 0,8 мм (кривая 2), диаметром 0,5 мм (кривая 3).  
 ○ - экспериментальные точки для  $d = 1$  мм;  
 △ - экспериментальные точки для  $d = 0,8$  мм;  
 • - экспериментальные точки для  $d = 0,5$  мм.



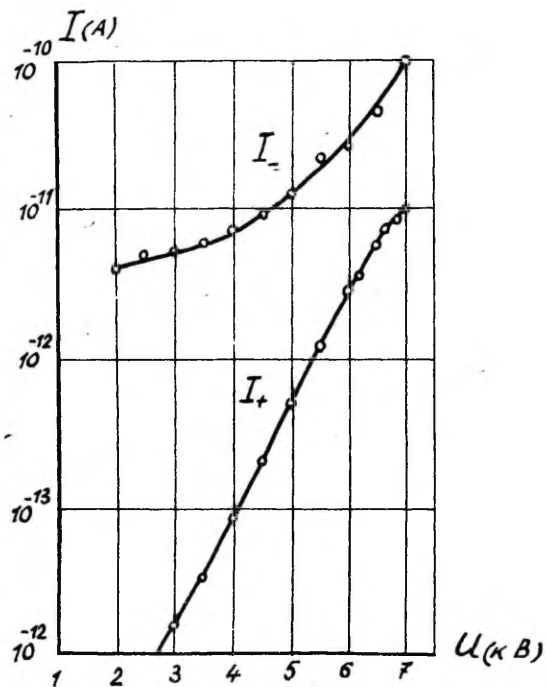


Рис. 7. Сравнение величин токов отрицательных и положительных ионов для острия  $\alpha = 1$  мм и частоты  $f = 0,75$  МГц.

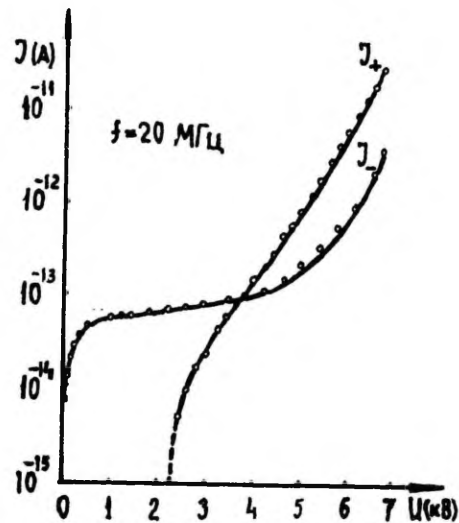


Рис. 8. Сравнение величин токов отрицательных и положительных ионов для острия  $\alpha = 1$  мм и частоты  $f = 20$  МГц.

на этих рисунках указывают напряжение возникновения высоко-частотной короны.

Как видно из рис. 1-3, положительный объемный заряд, образуемый лавинами электронов около поверхности острия, начиная с напряжения приблизительно в 3 раза меньшего, чем пробойное, растет примерно по экспоненциальному закону вплоть до самого пробоя. Были сняты также токи положительных и отрицательных ионов, выдуваемые из промежутка после возникновения самостоятельного разряда, когда острие светится и видна характерная для данных частот корона. Эти токи указаны горизонтальными стрелками на рисунках 1-6.

Сравнение величин токов отрицательных и положительных ионов для одного острия на частоте 0,75 МГц приведено на рис. 7 для острия диаметром 1 мм. Обращает на себя внимание тот факт, что ток отрицательных ионов на исследованных частотах при любом напряжении больше (примерно в 10-100 раз), чем ток положительных ионов. После возникновения видимой короны ток положительных ионов резко уменьшается (на 1-2 порядка), а ток отрицательных ионов почти не изменяется или несколько увеличивается (см. кривые рис. 4-6).

Полученные данные свидетельствуют об изменении механизма высокочастотного пробоя на частотах 0,5-1,0 МГц по сравнению с частотами 10-30 МГц, исследованными в работе [10]. Для пояснения этого приведем график из работы [10], (рис. 8). Этот график существенно отличается от рис. 7 соотношением величин положительных и отрицательных токов перед пробоем. На частоте 20 МГц ток положительных ионов перед пробоем на порядок больше тока отрицательных ионов, на частоте 0,75 МГц ток положительных ионов на порядок меньше тока отрицательных.

## В ы в о д ы

1. Впервые сняты зависимости тока положительных и отрицательных ионов, выдуваемых из разрядного промежутка острие-плоскость на частотах 0,5, 0,75, 1,0 МГц при облучении острия ультрафиолетовым светом.

2. Общий характер зависимости тока положительных ионов и тока отрицательных ионов от напряжения оказался подобным полученному ранее на частотах 10-30 МГц в работе [10], но обнаружено отличие, состоящее в большем количестве отрицательного объемного заряда на более низких частотах по отношению к положительному заряду.

3. Обнаружено уменьшение тока положительных ионов после возникновения ВЧ короны на этих частотах.

В заключение авторы выражают свою благодарность сотрудникам лаборатории газового разряда Тартуского университета во главе с К.Ф. Куду за обсуждение темы исследования и дискуссии.

### Л и т е р а т у р а

1. Kampschulte, J. Arch. für Elektrotechn., 1930, Bd. 24, S. 525.
2. Прокофьев А.М. - ЖЭТФ, 1937, 7, 990.
3. Куду К.Ф. О начальных стадиях разряда с острия в воздухе. Тарту, 1960.
4. Кабардин О.Ф. - Известия Вузов, 1958, 6, 51.
5. Бердышев А.В. Фотоэлектрические исследования формирования высокочастотных разрядов с острия в воздухе. Автореф. дисс. Л., 1971.
6. Аронов М.А., Колечицкий Е.С., Ларионов В.П., Минеин В.Ф., Сергеев Ю.Г. Электрические разряды в воздухе при напряжении высокой частоты. М., 1969.
7. Айнтс М.Х., Бесхлебный С.И., Куду К.Ф. Наблюдения на возникновении и развитии световых и токовых импульсов ВЧ короны в диапазоне частот 0,15/1,5 МГц. - Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 443. Тарту, 1977.
8. Жуков А.А. Некоторые измерения положительного объемного заряда, создаваемого лавинным несамостоятельным разрядом на переменном напряжении 2,5-40 МГц в воздухе. - Труды научного объединения физико-математических факультетов педагогических институтов ДВ, т. 2. Хабаровск, 1962.
9. Жуков А.А., Бесхлебный А.И., Бесхлебный С.И. Измерение токов несамостоятельного лавинного разряда в промежутке острие-плоскость с платиновым и золотым острием. - В кн.: Вопросы радиофизики. Хабаровск, 1976.
10. Жуков А.А., Бесхлебный А.И., Бесхлебный С.И. Формирование объемного заряда в электрическом поле высокой частоты в разрядном промежутке острие-плоскость в воздухе. - В кн.: Вопросы радиофизики. Хабаровск, 1976.

- II. Жуков А.А. Предначальный ток положительных и отрицательных ионов в разрядном промежутке острие-плоскость в условиях высокочастотного электрического поля. - В кн.: Физика конденсированного состояния вещества. Хабаровск, 1977.
12. Fatchand, R.R.T. - Proc. Inst. Electr. Eng., 1957, Vol. 104 C, N 6, p. 489.

GATHERING OF POSITIVE AND NEGATIVE IONS IN THE  
POINT-TO-PLANE DISCHARGE GAP UNDER THE INFLUENCE  
OF HIGH-FREQUENCY FIELDS OF 0.5-1.3 MHz

S.I. Beskhlebny, A.A. Zhukov, V.N. Krupin,  
J.I. Mikizei and N.K. Zykun

S u m m a r y

The paper is concerned with the results of examining the ion composition of the air pumped out from the point-to-plane discharge gap before and after a high-frequency corona discharge of 0.5-1.0 MHz had arisen in it. A difference was found from the earlier published results of the measurements carried out at higher frequencies of 10-30 MHz.

# РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ФАЗЫ ТОКА В КАНАЛЕ ОДНОЭЛЕКТРОДНОГО ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА

М.Х. Айнтс, К.Ф. Куду, А.Я. Хальясте

В [1] была описана методика определения комплексного сопротивления одноэлектродных высокочастотных разрядных вспышек. Вспышка возбуждалась в атмосферном воздухе с остриевого электрода, питаемого одновременно постоянным напряжением и радиоимпульсом с несущей частотой 20 МГц. Методом моста переменного тока были определены комплексное сопротивление, а также поглощаемая разрядом мощность в зависимости от времени развития разряда. Выбором подходящей формы огибающей радиоимпульса было достигнуто распространение разряда по прямой траектории с более или менее постоянной скоростью, что позволило по полученным кривым вычислить значения элементов электрической схемы замещения разрядного канала (рис. 1), а также напряженность поля в канале в зависимости от координаты [1, 2].

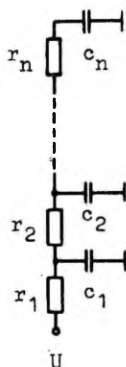


Рис. 1. Эквивалентная схема разряда.

В настоящем сообщении приводятся результаты эксперимента по проверке обоснованности "электротехнической" модели разрядного канала, выдвинутой на вышеописанной методической основе. Для эквивалентной схемы (рис. 1) была составлена система уравнений Кирхгофа и вычислено изменение фазы  $\alpha$  высокочастотного тока в каждом сопротивлении схемы по отношению к фазе тока в  $r_1$ . В вычислениях были использованы те данные, на основе которых построены графики зависимости  $r_n$  и  $c_n$  от координаты в 1. Канал длиной 18 см был разбит на участки дли-

ной 1 см, так что получилась система из 18 уравнений с 18 неизвестными. Результаты вычислений представлены на рис. 2

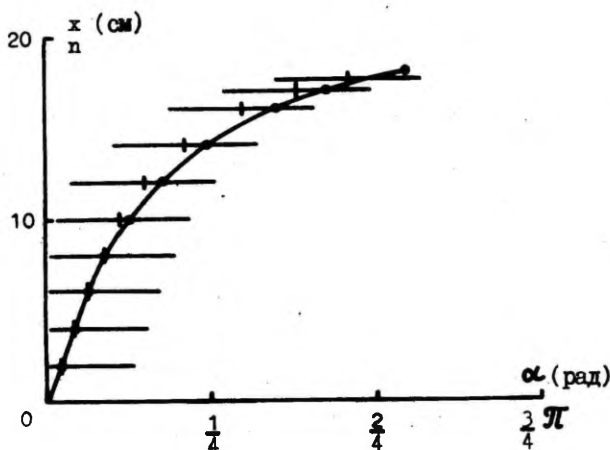


Рис. 2. Изменение фазы  $\alpha$  ВЧ тока вдоль канала разряда.

— рассчитанное по эквивалентной схеме,  
+ — определенное по фоторазвертке.

кривой в плоскости  $n - \alpha$ . Далее разряд был сфотографирован при помощи электронно-оптического преобразователя (э.о.п.), работающего в режиме линейной развертки. Условия возбуждения разряда описаны в [1]. Разряд проектировался на увиолевое входное окно э.о.п. через кварцевую линзу  $f = 37$  мм. Фоторазвертка разрядного канала показана на рис. 3. Разряд распространяется снизу вверх, временная развертка идет слева направо. Момент начала развертки задержан на 2,8 мс относительно начала разряда. Длина разрядного канала равна 18 см. Скорость развертки легко определить, если учитывать, что длительность периода ВЧ напряжения  $T = 50$  нс. Более яркие пятна на нижнем краю фотографии — следы катодного пятна и расстояние между ними соответствует 50 нс. Видно, что модуляция свечения канала происходит двойной частотой ВЧ напряжения. Соответствующие положительным полупериодам максимумы интенсивности значительно превышают максимумы во время отрицательных полупериодов. Распространение волны свечения во время каждого полупериода начинается с острия, о чем свидетельствует положительный наклон следа развернутого канала. Если считать, что максимум свечения в каком-то сечении кана-



Рис. 3. Фоторазвертка разряда.

ла на расстоянии  $x$  от острия связан с определенной фазой ВЧ тока в этом сечении, то можно, измерив запаздывание максимума свечения в данном сечении по отношению к максимуму свечения в приэлектродной области в данной волне, определить изменение фазы тока вдоль канала. При обработке результатов все временные сдвиги измерены относительно неразвернутого изображения канала. Оно было получено в начале развертки (см. рис. 3) посредством задержки развертки относительно момента срабатывания затвора э.о.п.-а. Результаты показаны на рис. 2 на плоскости  $x - \alpha$  крестиками, которые выражают ошибку измерений. В пределах ошибок рассчитанные и измеренные величины совпадают. Зависимость скорости распространения волны свечения вдоль канала от расстояния  $x$  до острия, определенная по фоторазвертке, показана крестиками на рис. 4. На этом же рисунке приведена скорость распространения фазы тока, рассчитанная по эквивалентной схеме (сплошная кривая с точками). По-видимому, эту скорость можно отождествить со скоростью распространения электромагнитной волны основной частоты питания разряда (20 МГц) вдоль канала разряда. В случае стационарного факельного разряда на частоте 40 МГц скорость распространения электромагнитной волны вдоль канала, экспериментально определенная в [3], составила  $0,2 \pm 1 \cdot 10^7$  м/с.

В заключение можно сказать, что совпадение рассчитанной

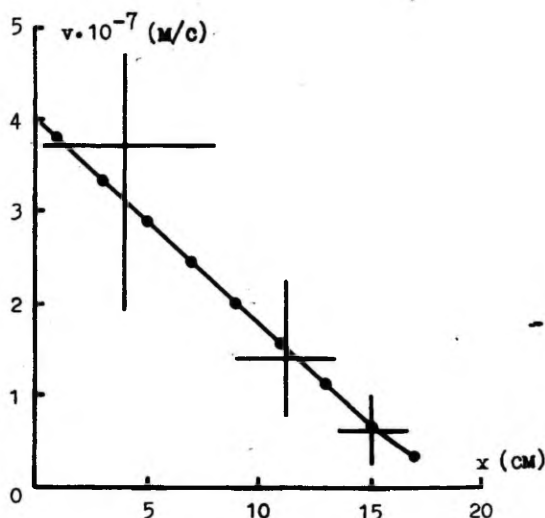


Рис. 4. Скорость  $v$  распространения электромагнитной волны вдоль канала разряда:  
 . - рассчитанная по эквивалентной схеме,  
 + - определенная по фоторазвертке.

и измеренной скоростей распространения фазы электромагнитной волны в разрядном канале подтверждает правильность методики определения электрических параметров одноэлектродного ВЧ разряда, развитой в работе [1].

#### Л и т е р а т у р а

1. Айтс М.Х., Куду К.Ф., Хальясте А.Я. Определение макропараметров высокочастотных разрядных всплесков. - Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 631. Тарту, 1982. с. 3-12.
2. Айтс М.Х., Куду К.Ф., Хальясте А.Я. Исследование развития одноэлектродного высокочастотного разряда в условиях смешанного напряжения. - Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 588. Тарту, 1981, с. 11-19.
3. Качанов А.В. Теоретическое и экспериментальное исследование высокочастотного факельного разряда в молекулярных газах при атмосферном давлении. Дисс. канд. физ.-мат. наук. М., 1969.



CURRENT PHASE DISTRIBUTION IN A CHANNEL  
OF A HIGH-FREQUENCY SINGLE-ELECTRODE DISCHARGE

M. Aints, K. Kudu and A. Haljaste

S u m m a r y

The channel of a single-electrode high-frequency discharge burst, produced in the atmospheric air by a radio pulse (carrier frequency  $f = 20$  MHz) in addition to the DC voltage, was substituted by an equivalent multi-section RC circuit. The velocity of propagation of the high-frequency current phase along the discharge channel was calculated on the basis of the determined RC circuit elements. The velocity of propagation of a luminosity wave along the discharge channel was measured by means of an image-converter-intensifier camera. This velocity agreed well with the calculated electromagnetic wave velocity (Fig. 4), confirming the method of determination of the electrical parameters of a single-electrode high-frequency discharge proposed earlier [1].

# ДРЕЙФ ЗАРЯЖЕННЫХ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО КОНДЕНСАТОРА

В.И. Турубаров, Г.И. Суровцова

В несимметричном электрическом поле плоского конденсатора без постоянной составляющей заряженные аэрозольные частицы дрейфуют [1, 2]. Дрейф обусловлен неодинаковостью силы сопротивления в положительные и отрицательные полупериоды изменения поля.

В поле цилиндрического конденсатора также существует дрейф, аналогичный по природе, что и в поле плоского конденсатора. Но в цилиндрическом конденсаторе должен существовать еще дрейф, обусловленный неоднородностью самого поля, т.к.  $\text{grad } E \neq 0$  [2]. Покажем это.

Уравнение радиального движения сферических частиц можно записать в виде [1]

$$\frac{4}{3} \pi \gamma a^3 \frac{d^2 r}{dt^2} = -\varnothing(Re) \pi a^2 \frac{\varrho}{2} \left| \frac{dr}{dt} \right| \frac{dr}{dt} + E(t) q(a), \quad (I)$$

где  $\gamma, a$  — плотность и радиус частицы,  
 $r$  — расстояние частицы до оси цилиндров,  
 $t$  — время,  
 $\varnothing(Re)$  — коэффициент аэродинамического сопротивления движению частицы, в приближении Осеена

$$\varnothing(Re) = \frac{24}{Re} \left( 1 + \frac{3}{16} Re \right),$$

$$Re = \frac{2a \left| \frac{dr}{dt} \right| \varrho}{\eta},$$

$\eta, \varrho$  — динамическая вязкость и плотность среды,  
 $q(a)$  — заряд частицы.

Будем считать, что [3]

$$q(a) = 12 \pi \epsilon_0 E_k a^2,$$

где  $\epsilon_0$  - диэлектрическая постоянная,  
 $E_K$  - напряженность электрического поля в зарядной камере,

$$E(t) = \frac{V_0 F(t)}{\ln \frac{R_K}{R_0} \tau}, \quad \text{где}$$

$V_0$  - амплитуда колебаний,  
 $F(t)$  - безразмерная функция, периодичная с периодом  $T$ ,  
 причем

$$\int_0^T F(t) dt = 0,$$

$R_K, R_0$  - радиусы наружного и внутреннего цилиндров конденсатора.

Перепишем уравнение (1), сделав замену  $y = r^2$ ,

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + \frac{1}{\tau} \frac{dy}{dt} = c F(t) + \frac{1}{2y} \left( \frac{dy}{dt} \right)^2 - \frac{2}{\sqrt{y}} \left| \frac{dy}{dt} \right| \frac{dy}{dt}, \quad (2)$$

где

$$\tau = \frac{2}{g} \frac{\gamma \alpha^2}{\tau}; \quad A = \frac{27}{32} \frac{g}{\gamma \alpha}; \quad c = \frac{18 \epsilon_0 E_K V_0}{\gamma \alpha \ln \frac{R_K}{R_0}}.$$

Решение уравнения (2) ищем методом последовательных приближений Пикара [4].

Пренебрегая нелинейными членами в (2) и интегрируя, получим в первом приближении для  $t \gg \tau$

$$y_1 = y^{(0)} + c\tau \left[ \int_0^{\{t\}_T} F(z) dz - \frac{e^{-\frac{\{t\}_T}{\tau}} \int_0^T e^{\frac{z}{\tau}} F(z) dz}{e^{T/\tau} - 1} - e^{-\frac{\{t\}_T}{\tau}} \int_0^{\{t\}_T} e^{\frac{z}{\tau}} F(z) dz \right], \quad (3)$$

где  $y^{(0)} = r_0^2$ ,

$r_0$  - координата частицы в начальный момент времени,

$$\{t\}_T = t - T \text{ entier} \left[ \frac{t}{T} \right].$$

Т.к.  $\{t\}_T$  - периодическая с периодом  $T$ , то из формулы (3) следует, что в первом приближении решение уравнения (2) есть периодическая функция.

Подставляя  $dy_1/dt$  в правую часть (2) и интегрируя, получим во втором приближении для  $t \gg \tau$

$$\begin{aligned} y_2(t) = & \text{entier} \left[ \frac{t}{\tau} \right] \tau \int_0^T \left[ \frac{1}{2y_1} \left( \frac{dy_1}{dz} \right)^2 - \frac{A}{\sqrt{y_1}} \left| \frac{dy_1}{dz} \right| \frac{dy_1}{dz} \right] dz + \\ & + y_1(t) + \tau \int_0^T \left[ \frac{1}{2y_1} \left( \frac{dy_1}{dz} \right)^2 - \frac{A}{\sqrt{y_1}} \left| \frac{dy_1}{dz} \right| \frac{dy_1}{dz} \right] dz + \\ & + \frac{\tau \int_0^T e^{\frac{z}{\tau}} \left[ \frac{1}{2y_1} \left( \frac{dy_1}{dz} \right)^2 - \frac{A}{\sqrt{y_1}} \left| \frac{dy_1}{dz} \right| \frac{dy_1}{dz} \right] dz}{e^{T/\tau} - 1} e^{\frac{-\{t\}_T}{\tau}} + \\ & + \tau e^{\frac{-\{t\}_T}{\tau}} \int_0^T e^{\frac{z}{\tau}} \left[ \frac{1}{2y_1} \left( \frac{dy_1}{dz} \right)^2 - \frac{A}{\sqrt{y_1}} \left| \frac{dy_1}{dz} \right| \frac{dy_1}{dz} \right] dz. \quad (4) \end{aligned}$$

Первое слагаемое в правой части равенства (4) - линейная функция времени. Остальные - периодические функции времени.

Следовательно, заряженные частицы под действием переменного электрического поля без постоянной составляющей, совершая колебательные движения, дрейфуют.

Величину и направление дрейфа частиц в зависимости от времени можно определить по формуле

$$\begin{aligned} r^2(t) = & r_0^2 + \tau \text{ entier} \left[ \frac{t}{T} \right] \int_0^T \left[ \frac{1}{2y_1} \left( \frac{dy_1}{dz} \right)^2 - \right. \\ & \left. - \frac{A}{\sqrt{y_1}} \left| \frac{dy_1}{dz} \right| \frac{dy_1}{dz} \right] dz. \quad (5) \end{aligned}$$

Скорость  $w$  дрейфа вблизи точки с координатой  $r_0$  равна

$$w = w_1 + w_2, \quad \text{где} \quad (6)$$

$$w_1 = \frac{\tau}{4\epsilon_0 T} \int_0^T \frac{1}{y_1} \left( \frac{dy_1}{dz} \right)^2 dz, \quad (7)$$

$$w_2 = -\frac{A\tau}{2\epsilon_0 T} \int_0^T \frac{1}{\sqrt{y_1}} \left| \frac{dy_1}{dz} \right| \frac{dy_1}{dz} dz, \quad (8)$$

$w_1$  - скорость дрейфа, обусловленная градиентом напряженности электрического поля цилиндрического конденсатора. Она всегда положительна, т.е. частицы дрейфуют в сторону наружного электрода,

$w_2$  - скорость дрейфа, обусловленная асимметрией силы сопротивления. Может быть как положительной, так и отрицательной (как и в поле плоского конденсатора).

При определенных значениях  $A, r_0$  может оказаться, что  $w_1 = -w_2$ . Это значит, что для частиц определенных размеров могут существовать эквистационарные цилиндрические поверхности, относительно которых частицы не смещаются, а только принимают участие в колебательном движении. Уравнение эквистационарных поверхностей  $w_0 = 0$ .

При малых значениях потенциала  $V_0$  радиус эквистационарной поверхности можно определить по формуле

$$\bar{r} = \frac{\int_0^T \left( \frac{dy_1}{dz} \right)^2 dz}{2A \int_0^T \left| \frac{dy_1}{dz} \right| \frac{dy_1}{dz} dz}.$$

В этом случае  $\bar{r}$  не зависит от  $V_0$ .

Рассмотрим частные случаи.

I. Гармоническое поле, искаженное наличием второй гармоники.

$$F(t) = \sin \omega t + h \sin (2\omega t + 2\psi),$$

где  $\omega$  - частота колебания электрического поля,  
 $h$  - отношение амплитуд второй и первой гармоник,  
 $\psi$  - угол сдвига фазы между первой и второй гармониками.

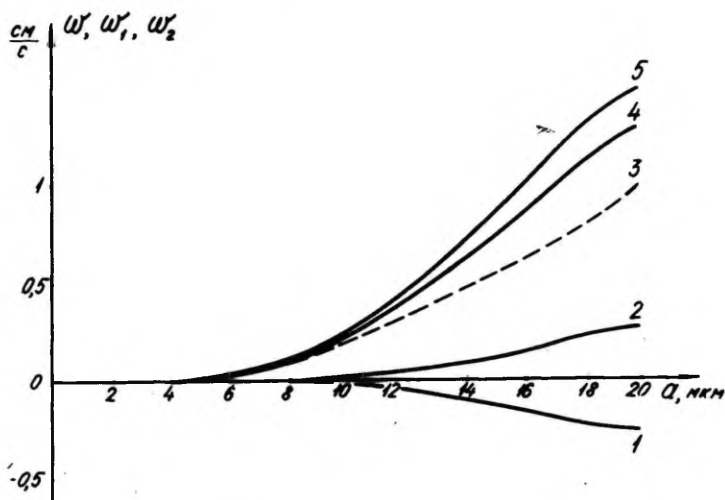


Рис. 1. Зависимость скоростей дрейфа от радиуса частицы при искаженном гармоническом поле.

На рис. 1 представлена зависимость скоростей дрейфа  $\omega$ ,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  от радиуса частицы  $a$  вблизи точки входа  $r_0 = 6$  мм;  $\omega = 2\pi \times 50$ ,  $V_0 = 5 \cdot 10^2$  В,  $h = 0,5$ . Кривые 1, 2 соответствуют скорости  $\omega_2$  при  $\psi = 90^\circ$  и  $\psi = 0^\circ$  соответственно, 4 -  $\omega_1$  при  $\psi = 0^\circ$ . Кривая 3 - суммарная скорость дрейфа  $\omega$ , полученная из решения дифференциального уравнения (2), при  $\psi = 0^\circ$  и кривая 5 - из приближенного решения уравнения по формулам (6), (7), (8). Из графиков видно, что получено достаточно хорошее количественное и качественное совпадение скоростей дрейфа. Как показали расчеты, дрейф всегда направлен в сторону внешнего цилиндра и мало меняется при изменении  $h$  и  $\psi$ . С увеличением  $\omega$  скорость дрейфа убывает. В случае гармонического поля ( $h = 0$ ) (5) принимает простой вид

$$\tau^2(t) = \tau_0^2 + \frac{8}{9} \frac{V_0^2 \epsilon_0^2 E_k \gamma a^4}{\tau_0^2 (1 + \omega^2 \tau^2) \eta^3 \ln \frac{R_k}{R_b}} \cdot t.$$

## 2. Импульсное поле

$$F(t) = \begin{cases} 1 & \text{при } 0 \leq t \leq T_1, \\ -\frac{T_1}{T_2} & \text{при } T_1 \leq t \leq T_1 + T_2. \end{cases}$$

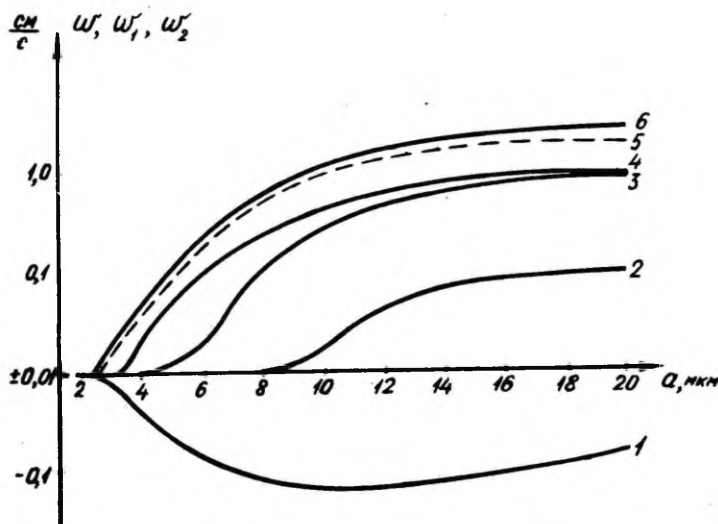


Рис. 2. Зависимость скоростей дрейфа от радиуса частицы при импульсном поле.

На рис. 2 представлена зависимость скоростей дрейфа  $w$ ,  $w_1$ ,  $w_2$  вблизи точки входа  $r_0 = 6$  мм,  $T = T_1 + T_2 = 0,01$ ,  $V_0 = 10^3$  В. Кривые 2, 3, 6 -  $w$  при  $\lambda = \frac{T_1}{T} = 0,1; 0,3; 0,5$ . Кривые 4, 1 -  $w_1$ ,  $w_2$  при  $\lambda = 0,3$ . Кривая 5 -  $w$  при  $\lambda = 0,5$ , полученная из решения уравнения (2).

Составляющая дрейфа  $w_1$ , обусловленная градиентом напряженности поля, всегда направлена в сторону наружного электрода (кривые 4, 6), направление  $w_2$  зависит от  $\lambda$ . При  $\lambda < 0,5$   $w_2$  направлена к внутреннему электроду (кривая 1), при  $\lambda > 0,5$  - к наружному. При  $\lambda = 0,5$   $w_2 = 0$ . Суммарный дрейф  $w$  при больших радиусах аэрозольных частиц всегда на-

правлен в сторону наружного электрода (кривые 2, 3, 5, 6). Для частиц меньших размеров и  $\lambda < 0,5$  дрейф может быть направлен к внутреннему электроду, но при этом абсолютное значение суммарной скорости дрейфа  $w$  значительно убывает. При некоторых значениях радиусов частиц скорость дрейфа  $w$  равна 0.

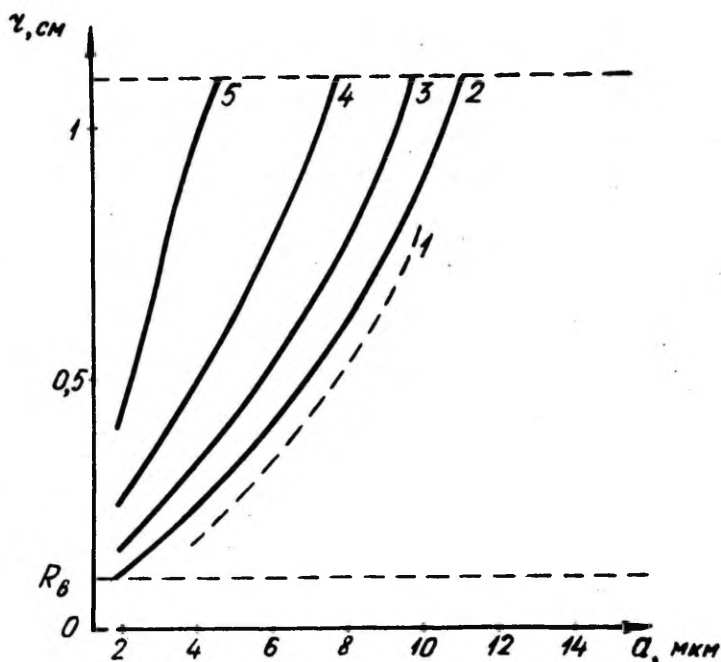


Рис. 3. Зависимость радиуса эквистационарной поверхности от радиуса частиц.

Рис. 3 иллюстрирует зависимость радиуса эквистационарной поверхности от размера частиц при  $\Gamma = 0,01$  сек. Кривая 2 - при  $\lambda = 0,1$ ; 3 -  $\lambda = 0,2$ ; 4 -  $\lambda = 0,3$ ; 5 -  $\lambda = 0,4$ . Кривая 1 получена в результате решения дифференциального уравнения (2) при  $\lambda = 0,1$ . Из рис. 3 видно, что возможно разделение грубодисперсных аэрозолей непосредственно в потоке.



## Выводы

1. Проведено теоретическое исследование уравнения радиального движения заряженных аэрозольных частиц в поле цилиндрического конденсатора под действием переменного электрического поля.

2. Имеет место дрейф аэрозольных частиц под действием электрического поля без постоянной составляющей, который обусловлен градиентом электрического поля внутри цилиндрического конденсатора и асимметрией силы сопротивления в разные полупериоды изменения поля.

3. Дрейф, обусловленный градиентом электрического поля, всегда направлен в сторону наружного цилиндра.

4. Показано существование эквистационарных цилиндрических поверхностей в случае асимметричного импульсного поля. При увеличении размеров частиц радиусы эквистационарных поверхностей увеличиваются. Скорость дрейфа на эквистационарной поверхности равна нулю.

## Л и т е р а т у р а

1. Суровцова Г.И., Турубаров В.И. Дрейф аэрозольной частицы в поле плоского конденсатора под действием переменного электрического поля, искаженного наличием второй гармоники. - В кн.: Методы и приборы биоинформации и контроля параметров окружающей среды. Межвузовский сборник. ЛЭТИ, вып. 150. Л., 1981, с. 3-8.
2. Суровцова Г.И., Турубаров В.И. Дрейф заряженных аэрозольных частиц в поле плоского и цилиндрического конденсаторов. - Тезисы докладов IV Всесоюзной конференции по аэрозолям. - Ереван, 1982., с. 20.
3. Мирзабекян Г.З. Зарядка аэрозолей в поле коронного разряда. - В кн.: Сильные электрические поля в технологических процессах. - М.: Энергия, 1969, с. 20-39.
4. Березин И.С., Жидков Н.П. Методы вычислений. - М.: Физматгиз, 1960.

DRIFT OF CHARGED AEROSOL PARTICLES IN THE ELECTRICAL  
FIELD OF A CYLINDRICAL CAPACITOR

V.I. Turubarov and G.I. Surovtseva

S u m m a r y

It has been shown that under the action of an alternating electric field without a permanent constant component charged aerosol particles drift in the field of a cylindrical capacitor.

The drift is due to a gradient of the electric field inside a cylindrical capacitor as well as to the asymmetry of the force of resistance in various half-periods of a changing electric field. The drift resulting from the gradient of the electric field is always directed towards the external electrode.

It has been shown that in the case of an asymmetrical pulse field there exist equistationary cylindrical surfaces.

The rate of the drift on the equistationary surface is equal to zero.

РЕАКЦИЯ СПЕКТРА ПОДВИЖНОСТИ ЛЕГКИХ АЭРОИОНОВ  
НА ВЕЩЕСТВА, ВЫДЕЛЯЮЩИЕСЯ ПРИ НАГРЕВАНИИ  
ИЗОЛЯЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРОВОДОВ

Х.Р. Ихер, Я.И. Салым, Ф.Г. Миллер

Известно, что спектр подвижности легких аэроионов чувствительно реагирует на некоторые химические примеси в воздухе [1, 2, 3]. В указанных работах в основном исследовалось влияние определенных отдельных химических чистых (простых) веществ на спектр подвижности. Помимо отдельных определенных веществ представляет интерес также исследование влияния неопределенных комплексов (смесей) веществ, возникающих при определенных условиях. Одним примером такого рода исследований и является изучение реакции спектра подвижности легких аэроионов на вещества, выделяющиеся из изоляционных материалов проводов при их нагревании.

Метод исследования экспериментальный. Он заключается в нагревании исследуемого провода до определенной температуры и в измерении спектра подвижности легких аэроионов в окружающем провод воздухе. Провод с изоляционным покрытием нагревался электрическим током через этот же провод. Такой способ нагревания исключает генерацию микропримесей за счет посторонних факторов. Для нагревания провода использовались два автотрансформатора: первый, включенный по обычной схеме, второй - "обратным" образом. На сердечник второго автотрансформатора была намотана обмотка из трех витков достаточно толстого провода (три провода с сечением  $0,5 \text{ мм}^2$  параллельно). Было проверено, что автотрансформаторы (вместе с дополнительной обмоткой) не давали активных примесей. Электродвижущая сила на дополнительной обмотке использовалась для нагревания исследуемых проводов. Сила тока в проводе измерялась амперметром.

Исследуемые провода были заготовлены длиной 0,75-1,00 м и сечением от 0,12 до  $0,5 \text{ мм}^2$ .

Для измерения температуры наружной поверхности изоляции провода использовался принцип термометра сопротивления. Бокруг нагреваемого провода был намотан медный провод марки ЦЭВ-2 диаметром 0,06 мм, который и служил датчиком термомет-

ра сопротивления. Сопротивление провода измерялось цифровым ампервольтметром типа Р386. Не исключена методическая ошибка измерения в сторону занижения температуры.

Нагревание с постоянным повышением температуры проводилось либо до появления дыма, либо до температуры  $170^{\circ}\text{C}$ .

Спектр подвижности аэроионов возраста 0,7 с, генерированный коронным ионизатором, регистрировался при 10-20 разных температурах наружной поверхности провода (2-3 раза при одной температуре) с помощью аспирационного спектрометра аэроионов повышенной разрешающей способности [4]. Блок питания и управления был переконструирован для обеспечения более точной регистрации графиков.

Новый блок автоматики сконструирован на микросхемах серии 155 и работал в циклическом режиме. Для стабилизации базы времени вместо частоты питающей сети применялась частота кварцевого генератора через соответствующие делители частоты. Длительности развертки диаграммы можно установить 40, 48 или 56 с. Через каждую 1 с формировались импульсы меток времени, которые смешивались с выходным сигналом электрометра и записывались на диаграмме. Метки, соответствующие 5 и 10 с, выделялись по амплитуде.

Блок автоматики выдает также синхронные импульсы запуска внешнего преобразователя аналог-код, что позволяет фиксировать результаты измерения в цифровой форме. Частоту запуска можно установить 1; 2 или 4 Гц.

Изготовлен также новый высокостабильный генератор развертки для самопишущего устройства типа Endim - 2200/I, в результате чего погрешность регистраций определяется практически только качеством самопишущего устройства. Расход воздуха через спектрометр был тщательно прокалиброван разными методами. Новое значение расхода воздуха -  $80 \text{ л/с} \pm 4\%$ .

Исследованиям подвергались провода 9 разных марок, причем у каждой марки имелось по несколько проводов разного цвета и диаметра. Цвет и диаметр провода существенной роли не играли.

У проводов марок МГВ, МГШВ, НВІ, НВ-IV, ПКСВ-І, ПМВ, ПМОВ, которые имеют поливинилхлоридную изоляцию, чувствительным к температуре оказался спектр положительных легких аэроионов. Характер изменения спектра практически одинаковый для всех проводов этих марок. Приведем графики только для двух марок (рис. 1 и 2).

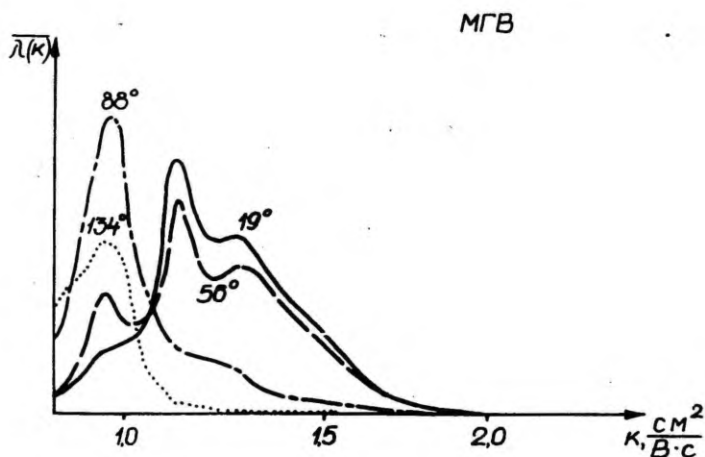


Рис. 1. Спектр "+" ионов. Провод марки МГВ. Температура в градусах Цельсия указана у соответствующих кривых.

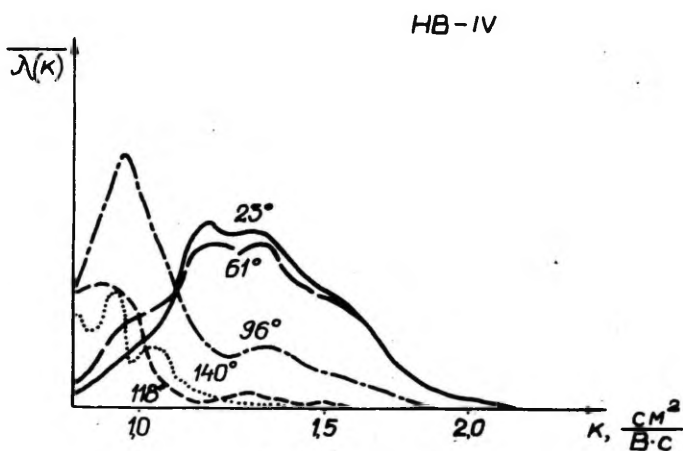


Рис. 2. Спектр "+" ионов. Провод марки НВ-IV.

МПКШ

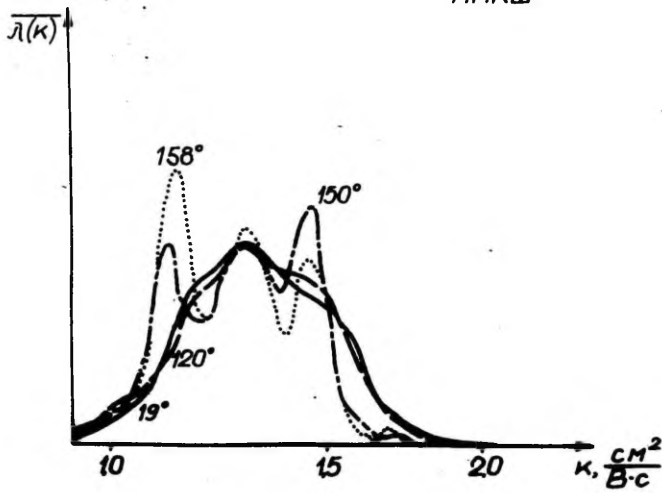


Рис. 3. Спектр "+" ионов. Провод марки МПКШ.

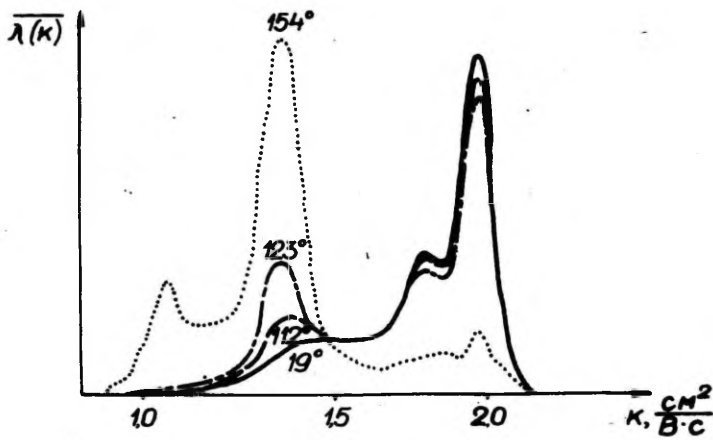


Рис. 4. Спектр "-" ионов. Провод марки МПКШ.

Спектр отрицательных аэроионов либо вообще не изменялся, либо изменялся незначительно. Спектр положительных аэроионов начинал изменяться при температуре  $(50 \pm 5)^{\circ}\text{C}$ . Концентрация аэроионов в интервале подвижности  $1,1-2 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  стала уменьшаться, а концентрация в интервале  $0,9-1,1 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  (которая при комнатной температуре небольшая) — расти. При температуре  $(90 \pm 10)^{\circ}\text{C}$  концентрации в указанных двух интервалах сравнимы, а при температуре выше  $(115 \pm 10)^{\circ}\text{C}$  аэроионы с подвижностью выше  $1,1 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  практически отсутствовали.

Провод марки МЛКМ (с полиэтиленовой изоляцией в ПВХ оболочке) выделяет при нагревании вещества, которые действуют как на спектр положительных (рис. 3), так и (в большей мере) на спектр отрицательных (рис. 4) аэроионов. Спектр отрицательных аэроионов начинал реагировать при температуре  $120^{\circ}\text{C}$ , при температуре  $150^{\circ}\text{C}$  в спектре доминировали аэроионы в интервале  $0,9-1,5 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ , а при более низких температурах — в интервале  $1,5-2,1 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ . Спектр положительных аэроионов начинал реагировать при температуре  $140^{\circ}\text{C}$ .

Провод ПЭВ-2 до температуры  $170^{\circ}\text{C}$  не действовал на спектр положительных аэроионов, и лишь при такой температуре начинал действовать на спектр отрицательных аэроионов.

При понижении температуры после нагревания ход изменения спектра довольно хорошо согласуется с ходом при повышении температуры. При вторичном нагревании провода картина воспроизводилась. Можно утверждать, что спектр аэроионов при данной температуре провода мало зависит от предыстории нагревания.

Авторы выражают благодарность В.И. Турубарову за полезные советы.

## Л и т е р а т у р а

1. Таммет Х.Ф. Зависимость спектра подвижности легких аэроионов от микропримесей воздуха. — Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 348. Тарту, 1975, с. 3-15.

2. Салым Я.И., Матизен Р.Л. Некоторые результаты исследования влияния примесей воздуха на спектр подвижности легких отрицательных аэроионов. — Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 443. Тарту, 1977, с. 40-43.

3. Ихер Х.Р., Салым Я.Й. Зависимость спектра подвижности легких аэроионов от химических примесей в воздухе. - Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 63I. Тарту, 1982, с. 27-34.

4. Салым Я.Й., Ихер Х.Р. Исследование спектра подвижности легких аэроионов. - Труды Ин-та эксперимент. метеорологии, вып. 30(104). М., 1983, с. 116-121.

RESPONSE OF THE MOBILITY SPECTRUM OF SMALL AIR IONS  
TO SUBSTANCES LIBERATED IN HEATING INSULATING MATERIALS  
OF WIRES

H. Iher, J. Salm and F. Miller

S u m m a r y

The mobility spectrum of small air ions was studied in the air surrounding wires heated by electric current. An airion aspiration spectrometer of increased resolving power served as a basic measuring instrument. It was established that beginning from the temperature of 80°C of the insulating materials of wires the air-ion spectrum responds to substances liberated in the heating of many insulating materials of wires.





по формуле Фукса [5], увеличение радиуса частиц вызывает увеличение абсолютных значений членов суммы (I) и соответственно уменьшение точности вычисления знакопеременной суммы. При больших радиусах, свыше 0,5-1 мкм, применение формулы (I) для вычисления распределения на ЭВМ практически невозможно.

Представим распределение зарядов на частицах следующим образом:

$$\left\{ \begin{aligned} x &= \frac{q - \bar{q}}{\sigma}, \\ P_q &= \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) \left[ 1 + \frac{\nu_1}{6} (x^3 - 3x) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{\nu_2}{24} (x^4 - 6x^2 + 3) + \frac{\nu_1^2}{72} (x^6 - 15x^4 + 45x^2 - 15) \right], \end{aligned} \right. \quad (3)$$

где  $\bar{q}$  - среднее зарядное число, а  $\sigma$ ,  $\nu_1$  и  $\nu_2$  представляют приблизительные значения стандартного отклонения, коэффициента асимметрии и коэффициента эксцесса (см. формулу (4)). Все эти четыре параметра являются неизвестными и подлежат определению.

Принято, что  $\sum_{q=-\infty}^{\infty} P_q = 1$  (условие нормировки).

Подстановка (3) в систему (2), умножение каждого уравнения системы с соответствующими значениями  $q$ ,  $(q - \bar{q})^2$ ,  $(q - \bar{q})^3$ ,  $(q - \bar{q})^4$  и затем сложение этих уравнений приведет к системе из четырех дифференциальных уравнений для определения  $\bar{q}$ ,  $\sigma$ ,  $\nu_1$ ,  $\nu_2$ , в зависимости от времени:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d\bar{q}}{dt} &= \sum_q \Phi_q P_q, \\ \frac{d(q - \bar{q})^2}{dt} &= 2 \sum_q (q - \bar{q}) \Phi_q P_q + \frac{d\bar{q}}{dt}, \\ \frac{d(q - \bar{q})^3}{dt} &= 3 \sum_q (q - \bar{q})^3 \Phi_q P_q + 3 \sum_q (q - \bar{q}) \Phi_q P_q + \\ &\quad + \sum_q \Phi_q P_q - 3(q - \bar{q}) \frac{d\bar{q}}{dt}, \\ \frac{d(q - \bar{q})^4}{dt} &= 4 \sum_q (q - \bar{q})^3 \Phi_q P_q + 6 \sum_q (q - \bar{q})^2 \Phi_q P_q + \\ &\quad + 4 \sum_q (q - \bar{q}) \Phi_q P_q + \sum_q \Phi_q P_q - 4(q - \bar{q})^3 \frac{d\bar{q}}{dt}, \end{aligned} \right. \quad (4)$$

$$\sigma = \sqrt{(q - \bar{q})^2}, \quad \nu_1 = (q - \bar{q})^3 / \sigma^3, \quad \nu_2 = [(q - \bar{q})^4 / 4] - 3.$$

Эту систему можно решить методом Рунге-Кутты.

В проведенных вычислениях в качестве  $\Phi_q$  для диффузионной зарядки использовалась формула Фукса [5] в безразмерном виде

$$\frac{dq}{d\alpha} = \frac{q}{e^{q\gamma_0} - 1}, \quad (5)$$

где безразмерная величина  $\gamma_0 = e^2 / 4\pi\epsilon_0 q kT$  представляет размер частиц,  $e$  - элементарный заряд,  $\epsilon_0$  - электрическая постоянная,  $K$  - постоянная Больцмана,  $T$  - температура,  $\alpha = k e n_0 t / \epsilon_0$  - безразмерное время,  $n_0$  - концентрация ионов,  $k$  - подвижность ионов. Так как учёт зеркальных сил в формуле (5) ухудшил совпадение с опытом [6], то эти силы не учитывались.

В качестве начального распределения использовалось распределение Больцмана

$$P_q = \sqrt{\frac{\gamma_0}{2\pi}} \exp\left(-\frac{q^2 \gamma_0}{2}\right). \quad (6)$$

Формула (3) принимает вид (6), если брать

$$\sigma = \frac{1}{\sqrt{\gamma_0}}, \quad \bar{q} = 0, \quad \nu_1 = 0, \quad \nu_2 = 0.$$

Уравнения (3), (4), (5), (6) описывают зависимость  $\bar{q}$ ,  $\sigma$ ,  $\nu_1$  и  $\nu_2$  от  $\gamma_0$  и  $\alpha$ .

Система (4) решалась на ЭВМ "Наири 3-2" при помощи стандартной процедуры "RUNGE" системы программирования МАЛГОЛ [7].

Сравнение полученных значений  $\bar{q}$  и  $\sigma$  со значениями, полученными непосредственно по формуле (1), показало, что при  $\gamma_0 = 0.86$  средние зарядные числа совпадали с точностью пятизначных цифр, стандартные отклонения совпадали почти с такой же точностью. При уменьшении  $\gamma_0$  совпадение повысилось. Сравнение значений  $P_q$ , полученных по (1) и по (3), (4) дано в таблице I.

Таблица I

Сравнение  $P_q$ , вычисленных по формуле (I) и (3), (4)

	$\frac{P_q^{(3)(4)} - P_q^{(I)}}{P_q^{(I)}} \cdot 100$		
$\gamma_0$	$-3 \leq \frac{q - \bar{q}}{\sigma} \leq 3$ 99,7%	$-2 \leq \frac{q - \bar{q}}{\sigma} \leq 2$ 95,4%	$-1 \leq \frac{q - \bar{q}}{\sigma} \leq 1$ 68,1%
0.857	4%	1%	0,3%
0.481	2%	0,4%	0,2%
0.270	0,4%	0,1%	0,05%
0.086	0,2%	0,06%	0,30%

Цифры 99,7%; 95,4%; 68,1% указывают на количество аэрозоля в соответствующих промежутках. Индексы (3), (4) и (I) при  $P_q$  указывают на соответствующие формулы.

При  $\alpha \approx 40$  эти расхождения такого же порядка, как и расхождения между  $P_q$ , вычисленными по (I) при различных начальных условиях [4].

Вычислялись  $\bar{q}$ ,  $\sigma$ ,  $\nu_1$ ,  $\nu_2$ , в 20 точках по  $\gamma_0$  и 80 точках по  $\alpha$ . Затем эти вычисленные зависимости приближали ортогональными полиномами. В приближениях вместо  $\alpha$  использовалась величина  $A = \gamma_0 q$ , однозначно связанная с  $\alpha$  по формуле

$$\sum_{i=1}^{\infty} \frac{A^i}{i \cdot i!} = \alpha. \quad (7)$$

Интервал  $0 \leq A \leq 8$  распределен на четыре подинтервала, для каждого подинтервала выбрана своя постоянная  $C$ . Диапазон значений безразмерного размера  $0 \leq \gamma \leq 0,9$ . Значения  $\bar{q}\gamma_0$ ,  $\sigma\sqrt{\gamma_0}$ ,  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  можно вычислить по следующей формуле (букву  $Q$  заменить на  $\bar{q}\gamma_0$ ,  $\sigma\sqrt{\gamma_0}$ ,  $\nu_1$ ,  $\nu_2$ )

$$Q = \left( \sum_{i=0}^n b_{i0} \gamma_0^i \right) + \left( \sum_{i=0}^n b_{i1} \gamma_0^i \right) (A - C) + \dots \\ + \left( \sum_{i=0}^n b_{im} \gamma_0^i \right) (A - C)^m. \quad (8)$$

Коэффициенты  $b_{ij}$  для  $\bar{q}_j$   
 $n = 2; m = 4$

Таблица 2

 $0 \leq A < 2; C = 0$ 

$j \backslash i$	0	I	2
0	0	0,000005	0,000003
I	I,0000II	0,0830I7	-0,003662
2	-0,0000II	0,000722	0,003I23
3	0,000004	-0,003652	-0,00042I
4	0	0,000420	-0,000039

 $4 \leq A < 6; C = 4$ 

$j \backslash i$	0	I	2
0	4,000002	0,2I8I93	0,0048I6
I	0,999995	0,0I9636	0,00094I
2	0,000008	-0,006052	-0,000322
3	-0,000007	0,00I055	0,000063
4	0,000002	0,000086	-0,000005

 $2 \leq A < 4; C = 2$ 

$j \backslash i$	0	I	2
0	2,000003	0,I46440	0,00II76
I	0,999999	0,055693	0,002636
2	0,000004	-0,0II227	-0,000I92
3	-0,000003	0,000404	-0,000206
4	0,00000I	0,000I28	0,000049

 $6 \leq A < 8; C = 6$ 

$j \backslash i$	0	I	2
0	6,00000I	0,2403I0	0,005844
I	0,999992	0,005352	0,000205
2	0,0000I7	-0,00I797	0,000029
3	-0,0000I3	0,000405	-0,000063
4	0,000003	-0,000049	0,0000I9

Таблица 3

Коэффициенты  $b_{ij}$  для  $\sigma\sqrt{\gamma}$ .  
 $n = 2, m = 4$

 $0 \leq A < 2; C = 0$ 

$j \backslash i$	0	1	2
0	1,000008	-0,000005	-0,000002
1	-0,000180	0,041671	-0,001757
2	-0,040925	-0,022364	0,003066
3	0,012730	0,005106	-0,001632
4	-0,001381	-0,000412	0,000282

 $2 \leq A < 4; C = 2$ 

$j \backslash i$	0	1	2
0	0,915707	0,028132	0,000203
1	-0,055293	0,000117	-0,000148
2	0,003544	-0,001620	-0,000195
3	0,001735	0,000958	0,000116
4	-0,000361	-0,000173	-0,000018

 $4 \leq A < 6; C = 4$ 

$j \backslash i$	0	1	2
0	0,827415	0,026786	-0,000228
1	-0,031729	-0,000263	-0,000184
2	0,005847	0,000225	0,000164
3	-0,000656	-0,000010	-0,000108
4	0,000031	-0,000011	0,000028

 $6 \leq A \leq 8; C = 6$ 

$j \backslash i$	0	1	2
0	0,782596	0,026922	-0,000385
1	-0,015206	0,000187	0,000039
2	0,002645	0,000164	-0,000193
3	-0,000349	-0,000141	0,000178
4	0,000025	0,000037	-0,000049

Таблица 4

Коэффициенты  $b_{ij}$  для  $v_1$   
 $n = 4, m = 2$

$$0 \leq A \leq 2; C = 0$$

$\begin{smallmatrix} i \\ j \end{smallmatrix}$	0	I	2	3	4
0	-0,0001	0	0,0056	-0,0037	0,0013
I	-0,0002	-0,0019	0,0104	-0,0060	0,0026
2	0,0019	0,0305	-0,0566	0,0554	-0,0227

$$2 \leq A \leq 4; C = 2$$

$\begin{smallmatrix} i \\ j \end{smallmatrix}$	0	I	2	3	4
0	0,0069	0,1150	-0,1920	0,1985	-0,0811
I	0,0066	0,1123	-0,1861	0,1936	-0,0797
2	-0,0006	-0,0105	0,0177	-0,0186	0,0079

$$4 \leq A \leq 6; C = 4$$

$\begin{smallmatrix} i \\ j \end{smallmatrix}$	0	I	2	3	4
0	0,0177	0,2979	-0,4950	0,5144	-0,2110
I	0,0039	0,0640	-0,1045	0,1056	-0,0418
2	-0,0006	-0,0089	0,0133	-0,0124	0,0044

$$6 \leq A \leq 8; C = 6$$

$\begin{smallmatrix} i \\ j \end{smallmatrix}$	0	I	2	3	4
0	0,0232	-0,3916	-0,6548	0,6829	-0,2809
I	0,0019	0,0260	-0,0345	0,0240	-0,0049
2	-0,0003	-0,0024	-0,0015	0,0080	-0,0060

Таблица 5

Коэффициенты  $b_{ij}$  для  $v_2$   
 $n = I, m = I$

 $0 \leq A \leq 2; C = 0$ 

$\begin{smallmatrix} i \\ j \end{smallmatrix}$	0	I
0	0,0005	-0,0015
I	0,0004	-0,0010

 $2 \leq A \leq 4; C = 2$ 

$\begin{smallmatrix} i \\ j \end{smallmatrix}$	0	I
0	0,0007	-0,005I
I	-0,0002	-0,0039

 $4 \leq A \leq 6; C = 4$ 

$\begin{smallmatrix} i \\ j \end{smallmatrix}$	0	I
0	0,0002	-0,012I
I	-0,000I	0,0016

 $6 \leq A \leq 8; C = 6$ 

$\begin{smallmatrix} i \\ j \end{smallmatrix}$	0	I
0	0	-0,0086
I	0	0,0015

Коэффициенты  $b_{ij}$  для  $\bar{q}, \gamma_0$  приведены в таблице 2, для  $b\sqrt{\gamma_0}$  в таблице 3, для  $v_1$  в таблице 4 и для  $v_2$  в таблице 5.

Сравнение  $P_q$ , вычисленных по формулам (3), (8) со значениями  $P_q$ , вычисленными по (I), показало, что при  $\gamma_0 = 0,857; 0,481; 0,270$  расхождение такое же как в таблице I. Для  $\gamma_0 = 0,086$  можно пользоваться данными для  $\gamma_0 = 0,270$ . По полиномам можно вычислить  $\bar{q}$  и  $b$  с точностью четырех значащих цифр.

### Л и т е р а т у р а

1. Таммет Х.Ф. Об электрической гранулометрии аэрозолей. - Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып.348. Тарту, 1975, с. 30-40.
2. Таммет Х.Ф. Кусочно-линейная модель спектра в аэрозольных измерениях. - Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып.534, Тарту, 1980, с. 45-53.
3. Салым Я.И. Об униполярной зарядке первоначально заряженного аэрозоля. - Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 443, Тарту, 1977, с. 57-61.



4. Ноппель М.Г. О распределении зарядов на аэрозольных частицах при зарядке их легкими аэроионами. - Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 63I. Тарту, 1982, с.85-93.
5. Фукс К.А. О величине зарядов на частицах атмосферных аэроколлоидов. - Изв. Ан СССР, сер. геогр. и геофиз., 1947, II, № 4, с. 34I-348.
6. Pui R.Y.H. Experimental study of diffusion charging of aerosols. Progress report. Particle Tech. Lab., University of Minnesota, 1973, publ. No. 289.
7. Система стандартных программ алгоритмического языка "МАЛ-ГОЛ", Таллин, 1972.

ON THE DISTRIBUTION OF CHARGES ON AEROSOL PARTICLES  
WHEN CHARGED WITH UNIPOLAR SMALL AIR IONS

M. Noppel

S u m m a r y

This study presents a way for an approximate solution of the system of differential equations of the kinetics of charging aerosol particles. An approximation formula on the charge distribution for diffusion charging in the continuum regime has been proposed. The dependence of the parameters of this approximation formula on dimensionless time and particle size have been established in the form of polynomials by using data obtained by approximate solution.

## ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРА ПОДВИЖНОСТИ АЭРОИОНОВ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ

Я.И. Салым, М.А. Рейнарт

Основная цель настоящей работы - получить информацию о спектре подвижности аэроионов в комнатных (лабораторных) условиях. Кроме того, представляло интерес испытание спектрометра аэроионов относительно новой конструкции.

Для исследований использовался десятиканальный спектрометр аэроионов типа УТ-79І4, краткое описание которого приведено в литературе [1]. Общее устройство настоящего спектрометра во многом напоминает устройство его прототипа [2]. Основные отличия настоящего спектрометра от прототипа заключаются в том, что уменьшено число каналов, вместо коммутируемых электрометров используются индивидуальные малогабаритные [3] для каждого канала, блок управления построен на современных микросхемах, имеется блок аналоговой индикации сигналов отдельных каналов. Спектрометр имеет два аспирационных измерительных конденсатора с разделенной действующей емкостью. Итого имеется 10 предельных подвижностей, распределенных логарифмически однородно: 0,00048; 0,001; 0,0022; 0,0048; 0,01; 0,022; 0,048; 0,1; 0,22 и 0,48  $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ .

Для расчета спектров подвижности Х.Ф. Тамметом составлены программы для ЭВМ типа Наирі на основе кусочно-линейной модели спектра [4]. В настоящей работе использована программа, которая выдает т.н.  $\lambda$ -спектр, состоящий из 9 значений функции проводимости  $\lambda(k)$  при вышеуказанных значениях подвижности  $k = 0,00048; 0,001$  и т.д. по  $0,22 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  и из значения концентрации легких аэроионов, которым условно присвоена подвижность  $1 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ . Значение функции проводимости при  $k = 0,48 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  априорно приравнено к нулю. Вместе со значениями спектра программа выдает также соответствующие оценки случайных ошибок к ним.

Измерения спектров проводились в течение 6 месяцев, с ноября 1981 г. до мая 1982 г., как правило, в рабочие дни с 17 до 18 часов. Местом для измерений служило помещение лаборатории, в которой особые источники аэроионов и аэрозоля отсутствовали. Во время снятия спектров в помещении находился

один человек, обслуживающий спектрометр. Форточка была закрыта.

За весь период измерения было получено 630 спектров отрицательных и 665 спектров положительных аэроионов. До выведения средних значений для спектров была проведена цензура данных и часть из них отбракована. Отбраковались данные по двум признакам: 1) если ЭВМ выдавала специальный символ, указывающий на неточность расчетов, из-за сильно аномальных данных; 2) в случае, когда отрицательные значения спектра (принципиально невозможные) по абсолютному значению превышали оценку среднеквадратической ошибки той же фракции по крайней мере в два раза. В первом случае исключался весь спектр, во втором случае – аномальное значение вместе с двумя соседними значениями справа и слева. Последнее правило обосновано специальными математическими экспериментами, показывающими, что отклонение сигнала в одном канале спектрометра вызывает ошибки сразу в нескольких соседних фракциях спектра. Отбракованные значения спектра распределились приблизительно равномерно по вышеуказанным двум критериям.

После указанной цензуры осталось 4172 значения, т.е. в среднем 417 спектров для отрицательных и 4805 значений, т.е. в среднем 480 спектров для положительных аэроионов. Усредненный  $\lambda$ -спектр за весь период наблюдений представлен в табл. I и на рис. I.

Таблица I

Спектр аэроионов в комнатных условиях

Подвижность к $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	Значения спектральной функции $\lambda(e), \text{е/см}^3$	
	Отрицательные аэроионы	Положительные аэроионы
0,00048	I005	I534
0,001	I522	I927
0,0022	397	438
0,0048	287	376
0,01	I20	239
0,022	I5	I20
0,048	28	-I
0,1	-I	4
0,22	I	I
I	I8I	I96

По полученному спектру видно, что максимальное значение спектральной функции около  $10^{-3} \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ , а в диапазоне подвижности от  $0,05 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  до легких аэроионов, аэроионы практически отсутствуют. Спектральное распределение легких

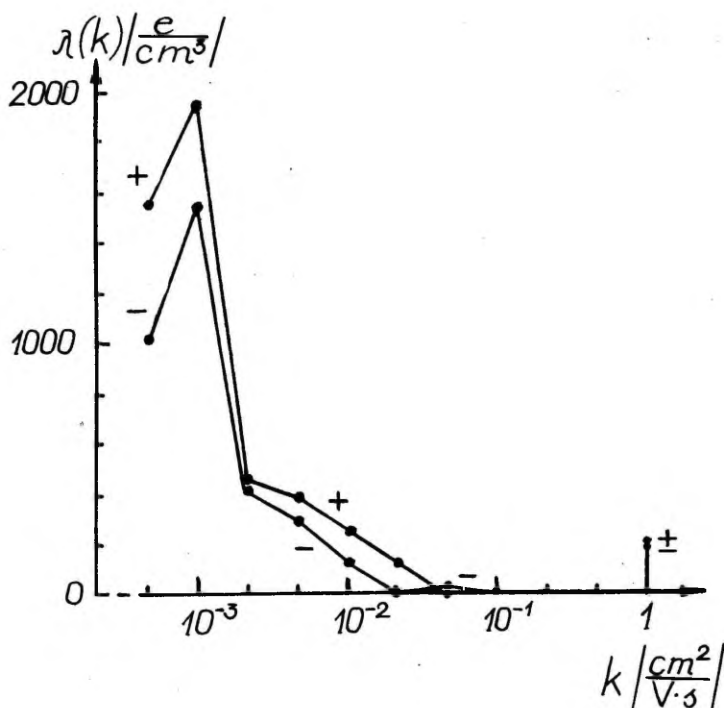


Рис. 1. Спектр подвижности аэроионов в комнатных условиях.

аэроионов в настоящей работе специально не исследовалось, однако, по известным данным, легкие аэроионы находятся ориентировочно в диапазоне от  $0,5$  до  $2,5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  [5,6]. Итак, в спектре подвижности имеется глубокий провал ориентировочно в диапазоне от  $0,05$  до  $0,5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ .

Априорное приравнение к нулю значения спектральной функции при  $k = 0,48 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  оказалось оправданным: в противном случае наблюдалось бы заметное значение этой функции при  $k = 0,22 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ . То обстоятельство, что не все опубликованные до сих пор работы по спектрам аэроионов показывают

такой провал, можно объяснить, по-видимому, недостаточной разрешающей способностью аппаратуры и значительными ошибками подобных измерений. Указанный провал можно объяснить диффузионной моделью зарядки средних и тяжелых аэроионов, имея в виду сверхмалую вероятность появления заряженных частиц в диапазоне радиусов частиц ориентировочно от 1 до 3 нм (который отвечает диапазону подвижности от 0,05 до 0,5 см<sup>2</sup>/(В·с) [7]).

## Л и т е р а т у р а

1. Салым Я.И. Десятиканальный спектрометр аэроионов. - В кн.: Методы и приборы биоинформации и контроля параметров окружающей среды. Межвузовский сборник, вып. 150, ЛЭТИ. Л., 1981, с. 34-38.
2. Таммет Х.Ф., Якобсон А.Ф., Салым Я.И. Многоканальный автоматический спектрометр аэроионов. - Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 320. Тарту, 1973, с. 48-75.
3. Миллер Ф.Г. К разработке электрометров прямого усиления для многоканальных спектрометров аэроионов. - Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 588. Тарту, 1981, с. 124-131.
4. Таммет Х.Ф. Кусочно-линейная модель спектра в аэроионных и аэрозольных измерениях. - Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 534. Тарту, 1980, с. 45-54.
5. Mohnen V.A. Formation, nature and mobility of ions of atmospheric importance. - In: Electrical processes in atmospheres. Proc. 5 Int. Conf. Atmos. Electr. - Darmstadt: Steinkopff Verlag, 1977, p. 1-17.
6. Ихер Х.Р., Салым Я.И. Зависимость спектра подвижности легких аэроионов от химических примесей в воздухе. - Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 631. Тарту, 1982, с. 27-34.
7. Israel H. Atmosphärische Elektrizität. T. I. - Leipzig: Akad. Verlagsges. Geest & Portig, K.-G., 1957.

MEASUREMENT OF THE MOBILITY SPECTRUM OF AIR  
IONS OVER A WIDE RANGE

J. Salm and M. Reinart

S u m m a r y

The mobility spectrum of air ions was measured in ordinary room air with a ten-channel semiautomatic spectrometer of air ions over a period of 6 months, one hour per day. Altogether over 600 spectra were obtained for both negative and positive air ions. Their averaged spectra are presented in Table 1 and in Figure 1.

Measurements showed that the maximum of the spectral function of conductivity lies at a mobility of  $0.001 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ , while in the mobility range of  $0.005 - 0.5 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$  air ions are practically missing.

## О НОРМАХ АЭРОИОНОВ В ПОМЕЩЕНИЯХ

Я.Ю. Рейнет

В настоящей статье приводим критические замечания в отношении норм аэроионов в производственных помещениях.

Остановимся сначала на официальном издании ВНИИ "Электронстандарта" за 1979 г. "Аэроионизаторы и методы компенсации аэроионной недостаточности". В пункте 2.IO предлагается измерять концентрацию только легких ионов с предельной подвижностью  $k_0 = 0,5 \text{ см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1} \text{ж}$ . Однако воздух производственных помещений ухудшают именно средние, тяжелые ионы Ланжевена и ультратяжелые ионы. В отношении пункта 2.II автор несогласен со столь редким (два раза в год) измерением концентраций ионов, поскольку в производственных помещениях концентрации постоянно меняются.

Приложение I следовало бы опустить, т.к. в нем приведены в качестве предельных подвижностей для счетчиков аэроионов САИ-ТТУ, электроника и ИКА-П значения  $k_0 = 8; 6,3; 5,4; 3,2; 2,5; 2,0$ , которые не используются при желании определить концентрацию легких ионов (молионов), обычно в качестве наибольшей предельной подвижности выбирают значение  $k_0 = 1,0 \text{ см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$  или  $k_0 = 0,5 \text{ см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$  [4, с. 156].

В пункте 7 приложения 2 формулу  $n = 2 P_{0,63} - P_{0,32} \text{ см}^{-3}$  следует опустить, поскольку ее использование может привести к неверным результатам. Использование этой формулы возможно только, если мы имеем дело с математической функцией, дающей непрерывную кривую. Концентрация же ионов подвержена быстрым флуктуациям и использование таких формул при определении концентраций может привести к совершенно нереальным значениям (часто можно получить даже отрицательные величины).

Если в помещении ионизация неоднородна (в помещении находится аэроионизатор), то концентрации аэроионов следует измерять при одном и том же объемном расходе воздуха ( $\Phi - \text{см}^3 \text{с}^{-1}$ ) через измерительный конденсатор счетчика, чтобы

\* Предельная подвижность  $k_0$  — это такая подвижность ( $K$ ), при которой ионы с большей или равной ей подвижностью все захватываются счетчиком.

получить верное представление о спектре. При измерении концентраций аэроионов рекомендуется пользоваться предельными подвижностями  $k_0 = 1,0 \text{ см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$  ( $k_0 = 0,5 \text{ см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$ )  $k_0 = 0,1 \text{ см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$ ,  $k_0 = 0,01 \text{ см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$ ,  $k_0 = 0,001 \text{ см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$  ( $k_0 = 0,00025 \text{ см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$ ),  $k_0 = 0,0001 \text{ см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$  I, с. 64. Ни один счетчик не позволяет измерять концентрацию ионов при всех указанных предельных подвижностях и одном и том же расходе воздуха. Поэтому необходимо выбрать два расхода воздуха.  $\Phi_1$ , при котором измеряются концентрации легких и средних аэроионов с предельными подвижностями  $k_0 = 1,0-0,01 \text{ см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$ , и  $\Phi_2$  для измерения тяжелых ионов при предельных подвижностях  $k_0 = 0,01-0,0001 \text{ см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$ .

Следовало бы также исключить пункт II, т.к. в нем делается ссылка на ничем не обоснованные нормы. О чистоте воздуха следует судить по концентрациям ионов, измеренных при соответствующих подвижностях. В чистом и здоровом воздухе много легких и мало тяжелых ионов. Чем меньше  $K_y = \frac{n^+}{n^-}$ , тем "здоровее воздух"\*

Приложение 3 "Форма журнала" следует исключить, т.к. вычисление концентраций ионов на основании измерений при указанных там предельных подвижностях (0,32; 0,63) может привести к нереальным результатам.

Можно было бы использовать таблицы, данные в Ученых записках ТГУ [2, 3], или еще более полные, которые приведены в настоящей статье (табл. I).

Вторым изданием являются "Санитарно-гигиенические нормы допустимых уровней ионизации воздуха производственных и общественных помещений" (Москва, 1980), выпущенные Главным санитарно-эпидемиологическим управлением Министерства здравоохранения СССР.

В пункте I.3. неверно определена подвижность ионов ( $k$ ). Правильнее было бы: Подвижность есть скорость иона в единичном электрическом поле. Подвижность также можно было бы обозначить "K" ( $\text{см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$ ). Недостаточно определены группы по подвижностям  $k$ . Следовало бы сделать следующие поправки:

\* Это справедливо только в случае чистого воздуха, когда имеем дело в основном с отрицательно заряженными молекулами кислорода, концентрации которых измеряются до  $10^7$  ионов в  $1 \text{ см}^3$ .

Если воздух загрязнен, то легкие аэроионы быстро соединяются с находящимися в воздухе аэрозольными загрязняющими веществами и такой воздух уже не будет "здоровым".



# ФОРМА КУРНАТА

Примечания  
Тип счетчика

Измерения проводил:

- средние  $1,0 > k \geq 0,01$
- тяжелые  $0,01 > k \geq 0,001$
- ионы Ланжевена  $0,001 > k \geq 0,00025$
- сверхтяжелые ионы  $0,00025 > k$ .

В пункте 1.4 следует вычеркнуть фразу "адсорбция легких ионов на незаряженных ядрах конденсации". В этом случае ион не исчезает из воздуха, лишь меньше становится его подвижность. Из воздуха ион исчезает только в случае адсорбции на предметы. "Нормативные уровни ионизации воздуха" (пункт 2) ограничены. Известно, что чистку воздуха характеризует максимальная концентрация легких ионов (особенно отрицательных легких ионов) и минимальная тяжелых ионов (положительных сверхтяжелых ионов и ионов Ланжевена)\*.

Уже давно замечено, что в чистом воздухе вблизи горных рек и фонтанов концентрация отрицательных аэроионов значительно выше концентрации положительных аэроионов, так как при дроблении капли воды ее поверхностная часть, несущая отрицательный заряд, остается в воздухе, а положительная часть капли падает обратно в воду (баллоэлектрический эффект). Такой воздух благоприятно влияет на людей (горные курорты).

В отношении пункта 3 "контроль за соблюдением норм" следует сказать, что полный контроль за чистотой воздуха осуществить очень трудно ввиду отсутствия дифференциальных счетчиков (спектрометров аэроионов), которыми можно было бы одновременно измерять концентрацию легких и тяжелых ионов.

Счетчик аэроионов САИ-ТТУ (г. Тарту) является пока лучшим из сконструированных и изготовленных в СССР. Его можно с успехом использовать для измерения концентраций легких и средних ионов. Но поскольку в нем использован только один измерительный конденсатор (интегральный счетчик), то для непосредственного измерения концентрации ионов Ланжевена и сверхтяжелых ионов его использовать нельзя.

Концентрацию легких ионов в помещениях следует измерять хотя бы раз в месяц, т.к. в производственных помещениях концентрация ионов очень быстро меняется. Распределение в помещении концентраций аэроионов, создаваемых серийно изготавливаемыми аэроионизаторами Рига-1976 и Рязань-101, будет рассмотрено в отдельной статье, здесь отметим только, что ис-

\* Следует иметь в виду, что о чистоте воздуха можно судить не только по концентрациям легких и тяжелых аэроионов, но и по химическому составу находящихся в воздухе аэроионов (особенно тяжелых).

пользуемые в проблемной лаборатории аэроионизации и электроаэрозолей ТТУ аэроионизаторы создают следующие концентрации оксидантов в пересчете на озон:

Рига-1976      100-120 мкг м<sup>-3</sup>

Рязань-101      30-70 мкг м<sup>-3</sup>

Количество озона определялось при аспирации воздуха через поглотительные приборы с пористой перегородкой, наполненные нейтральным раствором йодистого калия. Выделяемый озон йод определялся спектрофотометрически на спектрофотометре фирмы Hitachi (модель 340 UV-VIS-NIR).

### Выводы

1. Чистоту воздуха в производственных помещениях показывают прежде всего концентрации средних, тяжелых и ультратяжелых аэроионов. Таким образом, измерение только концентрации легких ионов не полностью характеризует чистоту воздуха.

2. Определять чистоту воздуха в рабочих помещениях два раза в год мало, желательно осуществлять это раз в месяц.

3. Отсутствует интегральный счетчик аэроионов, измеряющий весь спектр аэроионов. Для взятия целого спектра надо использовать дифференциальный счетчик и для получения сравнимых данных нужно измерять каждый раз при одном и том же объемном расходе воздуха  $\Phi \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ .

4. В качестве предельных подвижностей для счетчиков аэроионов САИ-ТТУ, электроника и ИКА-П не следует использовать значения  $k_0 = 8; 6,3; 5,4; 3,2; 2,5$  и  $2,0$ . При определении концентраций легких ионов выбирают  $k_0 = 1,0$  или  $0,5 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ .

5. Использование формулы  $n = 2P_{0,63} - P_{0,32} \text{ см}^{-3}$  при определении концентрации ионов приводит к нереальным значениям.

6. Чем меньше  $k_y = \frac{n^+}{n^-}$ , тем здоровее воздух.

7. Чистоту воздуха показывает и концентрация оксидантов в воздухе.

## Л и т е р а т у р а

1. Прюллер П.К. Исследование спектра атмосферных ионов, гигиеническое и биометеорологическое значение ионизации атмосферы по данным измерений в г. Тарту. - Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 240. Тарту, 1970, с. 61-139.

2. Рейнет Я.Ю. Об ионизировании воздуха в закрытых помещениях при помощи коронных ионизаторов. I. - Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 479. Тарту, 1979, с. 26-37.

3. Лангус Л.Э., Рейнет Я.Ю. Об ионизации воздуха в закрытых помещениях при помощи коронных ионизаторов II. - Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 479. Тарту, 1979, с. 38-56.

4. Israel H. Atmosphärische Elektrizität, I, Leipzig, 1957.

## ON STANDARDS OF AIR IONS IN CLOSED ROOMS

J. Reinet

### S u m m a r y

The article presents a critical review of the standard of air-ion concentrations in production rooms and contains amendments to the drawbacks published in official instructions.

# КАЛИБРОВКА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ГРАНУЛОМЕТРА АЭРОЗОЛЕЙ ПО РАСПРЕДЕЛЕНИЮ ОСАЖДЕННЫХ ЧАСТИЦ

Х.Ф. Таммет

## I. Математические модели

Гранулометрический спектр аэрозоля описывается функцией  $f(r) = dn/dr$ , где  $dn$  — счетная концентрация частиц, размеры которых заключены в интервале от  $r$  до  $r+dr$ . Эмпирический спектр представляется конечным набором чисел, которые могут быть или параметрами некоторой теоретической модели спектра, или координатами  $f_i$  линейного разложения спектра по априорным элементарным спектрам  $f^i(r)$ :

$$f(r) = \sum_i f_i f^i(r). \quad (1)$$

Обозначим нормы элементарных спектров через  $F^i$ :

$$F^i = \int f^i(r) dr. \quad (2)$$

Известная фракционная модель гранулометрического спектра соответствует модели (1) при условии непересекающихся элементарных спектров, например, монодисперсных элементарных спектров. При этом произведения  $F^i f_i$  называются фракционными концентрациями частиц. В общем случае можно говорить о распределении частиц на группы со спектрами  $f^i(r)$  и рассматривать  $f_i$  как интенсивности спектральных групп. Пример использования пересекающихся элементарных спектров можно найти в работе [1], где предлагаются такие элементарные спектры, что функции  $r^3 f^i(r)$  изображаются треугольниками на шкале  $1/r$ . Это соответствует аппроксимации спектра кусочно-линейной функцией на шкале  $1/r$ .

Электрический гранулометр аэрозолей состоит из входного устройства с зарядником частиц и анализатора электрических подвижностей частиц, который выдает измерительную информацию в виде некоторого конечного набора канальных сигналов  $y_j$ . Допустим, что эти сигналы линейно зависят от интенсивностей спектральных групп:

$$y_i = \sum_j H_{ji} f_j. \quad (3)$$

Уравнение (3) называется аппаратным и таблица коэффициентов  $H_{ji}$  —аппаратной матрицей гранулометра. Процесс определения элементов аппаратной матрицы называется калибровкой прибора, процесс определения канальных сигналов — измерением, а процесс определения интенсивностей спектральных групп путем решения аппаратного уравнения — обработкой наблюдений или проявлением спектра.

## 2. Задача калибровки

Способ теоретического вычисления элементов аппаратной матрицы описан в работах [1, 2]. При этом должны быть известны вероятность  $p_r(r)$  заряда  $re$  на частице с размером  $r$  и вероятность прохождения частицы через входное устройство и зарядник гранулометра. Если эти вероятности известны, то электрический гранулометр аэрозолей может быть рассмотрен как абсолютный измерительный прибор, не требующий прямой эмпирической калибровки.

На практике функция зарядки частиц  $p_r(r)$  достаточно точно известна только в случае равновесной биполярной зарядки частиц. Это дает приборам с равновесной биполярной зарядкой определенное преимущество [3]. Однако такие приборы намного уступают в чувствительности приборам с принудительной униполярной зарядкой частиц. Затрачено много усилий и достигнут некоторый успех в создании основ теоретического вычисления функции для униполярной зарядки. К сожалению, это не решает задачу калибровки гранулометра аэрозолей. Условия зарядки в эффективных униполярных зарядниках существенно неоднородны и мы не располагаем достаточно точными методами для определения распределения полей в реальном заряднике. Теоретические расчеты полезны в стадии проектирования аппаратуры, но не обеспечивают необходимой при калибровке точности. Поэтому электрический гранулометр аэрозолей с униполярной зарядкой частиц рассматривается как относительный измерительный прибор, требующий эмпирической калибровки.

Теоретически простейший метод калибровки гранулометра осуществляется при условии использования тест-аэрозолей, спектры которых пропорциональны изолированным элементарным спектрам разложения (I). Тогда элемент аппаратной матрицы  $H_{ji}$  непосредственно измеряется как сигнал  $j$ -того канала в

случае  $i$ -того изолированного элементарного спектра. Теоретически простейший метод оказывается практически сложным из-за трудностей генерирования и аттестирования тест-аэрозолей для диапазона размеров, охватываемого электрическим гранулометром. Проблема калибровки стала основной проблемой, от которой зависит практический успех метода электрической гранулометрии аэрозолей.

### 3. Процедура калибровки

Для калибровки гранулометра по предлагаемой методике необходимо, чтобы:

1. Коэффициенты осаждения частиц каждой группы в анализаторе  $\eta_i$  были определены независимо от описываемой процедуры калибровки. Соответствующая методика в настоящей статье не рассматривается. Эти коэффициенты не достигают единицы потому, что некоторые частицы осаждаются уже во входном устройстве и заряднике или проходят через анализатор без осаждения.

2. Осажденные в анализаторе частицы прилипали к электродам и могли быть измерены при помощи электронного или оптического микроскопа раздельно по измерительным каналам. Это возможно только в случае анализатора с пространственно разделенными каналами.

3. Электрические подвижности частиц, осаждающихся в каждом измерительном канале, были бы заключены в ограниченные интервалы и их средние значения  $K_j^*$  были известны. Это требование легко выполняется в случае дифференциального анализатора подвижностей второго порядка.

Условия 2 и 3 выполнены в случае гранулометра со структурой, описанной в работе [4]. В приборах [3] и [5] каналы разделены по времени и второе условие не выполнено. В случае прибора [6] не выполнено третье условие.

При калибровке через гранулометр протягиваются полидисперсные аэрозоли с приблизительно сферическими частицами, размеры которых покрывают весь диапазон, подлежащий калибровке. Точное распределение частиц по размеру может быть неизвестно. Всю необходимую информацию дает микроскопический анализ осадка, накопленного на канальных электродах. Регистрирование канальных сигналов не обязательно, однако полезно, поскольку оно позволяет осуществить дополнительную проверку всей процедуры калибровки. Эксперимент можно провести так, что через гранулометр протягивается аэрозоль, который покрывает

вает весь диапазон размеров, а также другим способом, когда вначале протягивается аэрозоль, покрывающий один субинтервал спектра размеров, затем аэрозоль, покрывающий другой субинтервал и т.д.

#### 4. Предварительный анализ

В стадии предварительного анализа калибровочных наблюдений измеряются размеры частиц, накопленных на электродах разных каналов, и на основе первичной таблицы размеров вычисляются спектры размеров частиц по каналам. Канальные спектры описываются функциями  $f_j(r) = dn_j/dr$ , где  $dn_j$  число частиц на электроде  $j$ -того канала в диапазоне размеров от  $r$  до  $r+dr$ . Эти функции могут быть аппроксимированы разложениями по элементарным спектрам принятой модели спектра:

$$f_j(r) = \sum_i f_{ji} f^i(r). \quad (4)$$

Информация, которая представляется таблицей коэффициентов  $f_{ji}$ , достаточна для калибровки гранулометра.

Для разложения канальных спектров на суммы элементарных спектров можно использовать разные известные статистические методы. В случае непересекающихся элементарных спектров простейшую оценку коэффициентов  $f_{ji}$  дает количество частиц, входящих в поддиапазоны размеров разных фракций. В усложненной ситуации можно вначале составить для каждого канала таблицу эмпирического кумулятивного распределения частиц по размеру, а затем разложить кумулятивные разложения по элементарным кумулятивным спектрам, которые определены как интегралы дифференциальных элементарных спектров.

#### 5. Вычисление аппаратной матрицы

Число частиц  $i$ -той группы, входящих в гранулометр за время  $t$ , равно  $F^i f_i \Phi t$ , где  $\Phi$  - расход аэрозоля и числа  $f_i$  описывают усредненный по времени спектр. В анализаторе задерживается  $\eta_i F^i f_i \Phi t$  частиц  $i$ -той группы. Эти частицы подсчитываются при анализе осадка на электродах, число частиц  $i$ -той группы на электроде  $l$ -того канала равно  $F^i f_{li}$ . Число частиц  $i$ -той группы на всех электродах  $F^i \sum_l f_{li}$  должно быть равно числу задержанных в анализаторе частиц.



Отсюда найдем, что

$$f_i = \sum_k f_{ki} / (\eta_i \Phi t). \quad (5)$$

Частицы  $i$ -той группы передают в  $j$ -тый канал заряд  $F f_{ji} \gamma_{ji} e$ , где  $\gamma_{ji}$  — среднее число элементарных зарядов на частицы  $i$ -той группы, осаждающейся на электрод  $j$ -того канала. Это число с достаточной точностью вычисляется по отношению средней подвижности канала к средней подвижности  $k_i$  частиц  $i$ -той группы, несущих ровно один элементарный заряд —  $\gamma_{ji} = k_j^* / k_i$ . Подвижности  $k_i$  вычисляются с помощью формулы Стокса-Милликена. Средняя сила электрического тока частиц  $i$ -той группы в  $j$ -том канале должна быть  $I_{ji} = F f_{ji} \cdot (k_j^* / k_i) e / t$ . Соответствующая составляющая сигнала гранулометра  $y_{ji} = \xi_j I_{ji}$ . Канальные чувствительности  $\xi_j$  определяются просто и рассматриваются как известные величины. Элемент аппаратной матрицы по определению равен составляющей сигнала  $j$ -того канала, которая вызывается аэрозолем со спектром  $f(\nu) = f^i(\nu)$ . Следовательно,  $H_{ji} = y_{ji} / f_i$ . Используя полученные результаты, найдем:

$$H_{ji} = e \Phi \xi_j \eta_i F f_{ji} k_j^* / (k_i \sum_k f_{ki}). \quad (6)$$

Вычисленная по формуле (6) оценка аппаратной матрицы может быть сглажена использованием дополнительной информации, полученной из других источников. Например, если известна некоторая теоретически обоснованная параметрическая модель аппаратной матрицы, то можно определить параметры этой модели так, чтобы получить наилучшую аппроксимацию результатов эмпирической калибровки.

## 6. Проверка процедуры калибровки

При вычислении аппаратной матрицы по формуле (6) канальные сигналы  $y_j$  не используются. Если эти сигналы известны, то можно осуществить проверку процедуры калибровки, учитывая также дополнительное сглаживание аппаратной матрицы. Для этого надо вычислить по формуле (5) оценки интенсивностей групп и затем по формуле (3) ожидаемые канальные сигналы, используя при этом значения  $H_{ji}$ , полученные в результате калибровки. Сравнение ожидаемых сигналов с непосредственно

измеренными сигналами позволяет оценить суммарное действие некоторых факторов, которые не были учтены в вышеизложенной теоретической схеме.

### Л и т е р а т у р а

1. Таммет Х.Ф. Кусочно-линейная модель спектра в аэроионных и аэрозольных измерениях. - Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 534. Тарту, 1980, с. 45-54.
2. Таммет Х.Ф. Об электрической гранулометрии аэрозолей. - Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 348. Тарту, 1975, с. 30-34.
3. Knutson, E.O. Extended electric mobility method for measuring aerosol particle size and concentration. - In: Fine particles. New York, San Francisco, London, Academic Press, Inc., 1976, p. 739-762.
4. Мирме А.А., Тамм Э.И. Таммет Х.Ф. Электрогранулометр аэрозольных частиц с широким пределом измерения. - Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 588. Тарту, 1981, с. 84-92.
5. Liu, B.Y.H., Pui, D.Y.H. On the performance of the electrical aerosol analyzer. - J. Aerosol Sci., 1975, vol. 6, p. 249 - 264.
6. Таммет Х.Ф., Якобсон А.Ф., Салым Я.И. Многоканальный автоматический спектрометр аэроионов. - Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 320. Тарту, 1973, с. 48-75.

### CALIBRATION OF AN ELECTRICAL AEROSOL GRANULOMETER USING THE DISTRIBUTION OF COLLECTED PARTICLES

H. Tammet

### S u m m a r y

A method has been developed for the calibration of an electrical aerosol granulometer equipped with a second-order differential parallel-multi-channel mobility analyzer [4]. The aerosol particle size spectrum is described by means of the spectral intensities  $f_i$  according to formula (1), where  $f^i(r)$  are elementary spectra. The elementary spectra may be interpreted as unit spectra of particle size groups. The li-

near dependence of the mobility analyzer channel signals  $y_j$  on the spectral intensities is proposed (formula 3) and calibration is treated as determination of the apparatus matrix  $H$ . A polydisperse aerosol is used in the calibration procedure. The particles collected on the channel electrodes of the mobility analyzer must be measured by using an electron or an optical microscope. The channel particle size distributions  $f_j(r)$  and the coefficients  $f_{ji}$  of the sum (4) must be established in the initial stage of data handling. The apparatus matrix may be calculated using formula (6), where  $\Phi$  is the aerosol flow rate,  $\xi_j = y_j/I_j$  - channel sensitivities,  $\eta_i$  - total particle collecting coefficients,  $F_i$  - norms of elementary spectra (formula 2),  $k_j$  - average mobilities for the channels of the analyzer, and  $k_i$  - average mobilities of single elementary-charge particles for particle size groups. The coefficients  $\eta_i$  must be determined independently of the calibration procedure described.

## ОБ ОПТИМИЗАЦИИ ИЗМЕРЕНИЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ СПЕКТРОМЕТРОМ АЭРОЗОЛЕЙ

А.А. Мирме

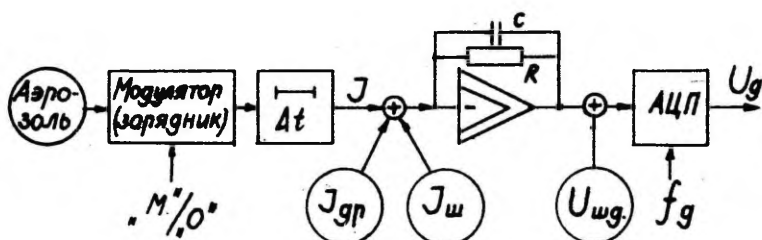
На базе электрического спектрометра аэрозолей [1] создан спектрометр аэрозолей на линии с ЭВМ [2]. В этой связи намного возросли возможности получения и обработки информации об измеряемом аэрозоле, а также стало возможным оперативно управлять самим процессом измерения. Поэтому уместно ставить вопрос о разработке такого алгоритма измерения и обработки информации, который позволил бы делать это наилучшим образом, причем в различных условиях.

Мы рассмотрим здесь некоторые факторы, от которых зависит точность измерения, т.е. от которых зависит отношение сигнал/шум, и разработаем рекомендации по выбору параметров и режимов измерения.

Спектрометр представляет из себя устройство, преобразующее спектр измеряемого аэрозоля в ряд электрических сигналов путем зарядки аэрозоля в заряднике с последующим осаждением его на ряд собирающих электродов. Возникающие при этом электрические токи, каждый в своем канале, усиливаются и регистрируются. Полезным сигналом (сигналами) являются именно эти токи. Их оценки вместе с оценкой ошибки (шума) образуют аппаратную запись спектрометра [3]. Ее максимально точное определение является задачей первого этапа измерения спектра и будет рассмотрено ниже.

### Модель канала

Рассмотрим один канал измерения (фиг. 1). Здесь зарядник назван модулятором потому, что на его выходе имеется электрический ток от заряженного аэрозоля только в режиме "М". В режиме "0" ток отсутствует. Вследствие того, что собирающие электроды находятся на некоторых расстояниях от зарядника, фаза тока отстает во времени от фазы зарядки на величину  $\Delta t$ , неодинаковую для разных каналов и определяемую скоростью движения потока аэрозоля в спектрометре. Ток усиливается и преобразуется в электрическое напряжение электрометрическим усилителем с сопротивлением  $R$  и емкостью  $C$  в цепи об-



Фиг. I. Модель канала измерения.

ратной связи. Его коэффициент передачи равен

$$K_y = \frac{R}{1 + i\omega RC} \quad (I)$$

АЦП преобразует это напряжение в цифровой код, который и регистрируется (вводится в ЭВМ).

### Шумы

Возможность улучшения отношения сигнал/шум определяется использованием различий в характерах сигнала и шума во временной и в частотной областях. Рассмотрим характер шумов, действующих в канале. Здесь под шумом мы понимаем не только шум в обычном смысле, но и все возможные помехи, действующие в канале.

Считаем, как обычно, все элементы канала нешумящими, а создаваемые ими шумы представим в виде сигналов, добавляемых к полезному сигналу. Шумы, возникающие в аналоговой части канала, считаем приложенными ко входу усилителя, а шумы, возникающие в АЦП, — ко входу АЦП.

Аналоговые шумы разделим на две части. К первой отнесем составляющие, имеющие спектр на нулевой и на очень низких частотах. Во временной области это постоянная и медленно меняющаяся составляющие шума. Это  $J_{гр}$  — ток дрейфа нулевого уровня усилителя (далее — дрейф). Он складывается из входного тока усилителя и из токов утечки изоляторов. Для нас он не является случайным сигналом и его изменения вызваны в основном температурой.

Ко второй части отнесем случайный шум  $J_{ш}$ , состоящий из шумов усилителя, изоляторов, источников питания, наконец, из

шума самого аэрозоля. Предположим, что в интересующих нас временной и частной областях он некоррелированный, "белый", имеет равномерный спектр.

В АЦП создается шум дискретизации  $U_{шд}$  вследствие неточного преобразования аналогового сигнала в цифровой эквивалент  $U_d$ . Он случайный, некоррелированный, величиной в пределах  $\pm 1$  единицы младшего разряда (в зависимости от АЦП) и его спектр расположен в области частоты дискретизации  $f_d$  (частота измерения) и выше.

В итоге сигнал на выходе канала можно представить в виде

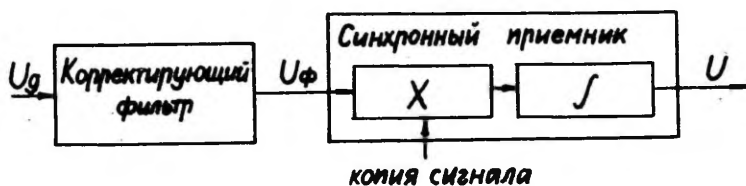
$$U_d = \frac{R}{1 + i\omega RC} (J + J_{гр} + J_{ш}) + U_{ш}. \quad (2)$$

Полезным сигналом, величину которого нужно определить в ходе дальнейшей обработки, является ток от заряженного аэрозоля -  $J$ . Остальные являются помехой.

#### Выбор метода

Имеется несколько методов оптимального выделения сигнала из смеси сигнала и шума.

В данном случае удастся использовать наиболее простой метод - синхронный приемник (фиг. 2), т.к. временное положение сигнала, определяемое модулятором, нам известно [4].



Фиг. 2. Схема обработки сигнала.

Собственно синхронный приемник состоит из перемножителя, который проводит операцию умножения обрабатываемого сигнала с копией ожидаемого полезного сигнала, и интегратора. Величина выходного сигнала интегратора пропорциональна величине полезного сигнала и ее можно принять за его оценку.

Синхронный приемник является оптимальным, если выполняются два условия.

1. Шум на входе перемножителя имеет равномерный спектр в частотной области или в случае дискретной цифровой обработки отсутствует корреляция шума в отчетах. Это достигается включением специального корректирующего фильтра (фиг. 2).

2. Копия сигнала точно соответствует полезному сигналу на входе синхронного приемника по форме и во времени. Это требует учета изменения формы полезного сигнала при прохождении им канала и фильтра, а также учета возникающих временных задержек.

Эти условия относятся к приему. Но в данном случае имеется возможность менять некоторые параметры самого сигнала и поэтому добавим третье условие.

3. Спектр сигнала следует расположить в области минимального шума.

#### Определение параметров

Частота измерения (дискретизации) -  $f_g$ . С точки зрения измерения ее следует выбрать побольше, по крайней мере вне полосы пропускания усилителя [5]. В этом случае спектр шума дискретизации будет выше полосы частот полезного сигнала и его можно "срезать" соответствующим фильтром без ущерба для сигнала.

Ограничение частоты  $f_g$  сверху определяется временной задержкой сигнала в спектрометре  $\Delta t$  (фиг. I). Задержка зависит от номера канала и достигает величины порядка одной секунды. Если проводить измерения чаще, то ее следует учитывать. Задержки скомпенсируются, если измерения проводить такими же задержками. Но и тогда можно (если не слишком усложнять процесс измерения) измерять через такое же время, т.к. нужно каждый раз опрашивать все каналы вплоть до самых больших задержек. Итак, оптимальная частота измерения каналов (дискретизации):

$$f_g = \frac{1}{T_u} = \frac{1}{\Delta t_{\max}}, \quad (3)$$

где  $\Delta t_{\max}$  - максимальная задержка сигнала в каналах и равна времени прохождения аэрозоля через спектрометр. При этом опрос каналов следует проводить синхронно с движением аэрозоля в спектрометре.

Выбор частоты модуляции. Применение модуляции позволяет сдвинуть спектр полезного сигнала из области нулевых частот

в область частот модуляции и выше. Это уменьшает шум в полосе сигнала за счет исключения дрейфа (условие 3). Сверху выбор частоты ограничивается полосой пропускания усилителя, с одной стороны, и самим модулятором, с другой. Если полосу пропускания усилителя легко расширить, то ограниченный ресурс работы электромеханического устройства модулятора заставляет выбрать частоту модуляции минимально возможной.

Исключение дрейфа. Спектр принимаемых синхронным приемником частот совпадает со спектром эталонного сигнала. Если эталонный сигнал не имеет постоянной составляющей, то и приемник принимает только переменный сигнал. Также, если эталонный сигнал симметричный относительно середины интервала времени интегрирования, то будут приниматься только симметричные сигналы (исключается, например, линейно меняющийся сигнал).

В действительности дрейф нуля носит релаксационный характер, при котором реакция на скачкообразное изменение внешних условий описывается выражением типа

$$\Delta J_{gr} = J_0 (1 - e^{-t/\tau}). \quad (4)$$

Если не считаться с временем установления режимов спектрометра после включения, то основным влияющим фактором является температура окружающей среды, и постоянная времени имеет величину порядка десятки минут. Оценим возникающую при этом ошибку. За величину ошибки примем величину выходного сигнала приемника, когда полезный сигнал и остальной шум отсутствуют. Также пренебрегаем пока интегрирующим действием усилителя и фильтром.

$$\text{Тогда} \quad u_{\phi} = u_0 (1 - e^{-t/\tau}). \quad (5)$$

Для сокращения записи вместо, например, записи "в это время модулятор находится в режиме "0"" запишем просто "0" и имеем в виду, что "0" существует в течение интервала времени  $T_0$  и за это время проводится  $n_0$  измерений (отчетов). Аналогично сделаем и для режима "М".

Если выбрать режимы в интервале времени измерения в виде ряда

$$"0", "М", "0" \quad (6)$$



и копию сигнала в виде

$$u_k = -\frac{1}{2T_0} \quad \left| \quad , 0^{\circ}, \right. \quad (7)$$

$$u_k = \frac{1}{T_M} \quad \left| \quad , M^{\circ}, \right.$$

то условия симметрии и отсутствия постоянной составляющей выполнены. Тогда выходной сигнал приемника будет

$$u = -\frac{1}{2T_0} \int_0^{T_0} u_{\Phi} dt + \frac{1}{T_M} \int_{T_0}^{T_0+T_M} u_{\Phi} dt - \frac{1}{2T_0} \int_{T_0+T_M}^{2T_0+T_M} u_{\Phi} dt. \quad (8)$$

Результаты расчетов относительных ошибок в единицах  $\Delta = u/u_c$  приведены в таблице I, где введены обозначения:  $T_0/\tau = A$ ,  $T_M/\tau = B$ .

Таблица I  
Относительные ошибки измерения, вызванные  
дрейфом нулевого уровня

A + B	2	1	0,45	0,3	0,1	0,03
A = 0,5B		$5,9 \cdot 10^{-2}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$	$8,2 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$
A = B	0,13	$6,1 \cdot 10^{-2}$		$9,0 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	

Если за  $J_0$  принять изменение дрейфа нуля в пределах полного диапазона рабочих температур спектрометра, то оценка ошибки будет даже завышена.

Примеры: берем  $\tau = 30$  мин

1) изменение дрейфа (по выходу электрометра)  $u_0 = 0,1$  В, период модуляции = 1 мин, то  $A + B = \frac{1 \text{ мин}}{30 \text{ мин}} \approx 0,03$  и ошибка будет  $\Delta u = u_0 \cdot \Delta = 1,03 \cdot 10^{-4} \cdot 0,1 \text{ В} = 10 \text{ мкВ}$ ;

2) исходим из точности измерения:

ошибка АЦП  $\approx 1$  мВ, тогда  $\Delta = \frac{1 \text{ мВ}}{0,1 \text{ В}} = 10^{-2}$  и

$A + B = 0,5$ , т.е.  $T_0 + T_M \approx 15$  мин;

3) исходим из времени измерения:

$T_0 + T_M = 1,5$  мин, то  $A + B = 0,05$ ,  $\Delta = 3 \cdot 10^{-4}$ ,

$$U_0 = \frac{I_{MB}}{3 \cdot 10^{-4}} \approx 3 \text{ В},$$

Ток дрейфа  $J_0 = U_0/R$  и если  $R = 3 \cdot 10^{11}$  Ом, для последнего примера получим  $J_0 = 10^{-11}$  А. Эта оценка указывает на возможность применения во входном каскаде усилителя не только специально выбранных МОП-транзисторов, но и полевых транзисторов с р-п переходом.

Корректирующий фильтр. При выборе метода обработки мы привели два условия, необходимые для достижения оптимальности. Указанными выше мероприятиями мы избавились от составляющих  $J_{gr}$  и  $U_{шг}$ . Осталась составляющая  $J_{ш}$  (2). Мы предположили, что она сама по себе некоррелирована и, значит, удовлетворяет условию 2. Но из-за интегрирующего действия усилителя тот же шум на входе синхронного приемника уже имеет вид

$$U_{ш} = \frac{R}{1 + i\omega RC} \cdot J_{ш}$$

и указанному условию не удовлетворяет. Отсюда очевидно, что фильтр должен иметь передаточную характеристику типа

$$K_{\Phi} = 1 + i\omega RC. \quad (9)$$

Заметим, что пропустив общий сигнал через фильтр (9), мы восстановим и полезный сигнал. В случае постоянства концентрации аэрозоля она имеет прямоугольную форму. Тогда такую же форму должна иметь и копия сигнала, таковой она и была выбрана. Если в качестве  $U_{\Phi}$  использовать откорректированный сигнал, формула (8) остается в силе.

Рассчитаем фильтр, используя импульсную реакцию, эквивалентную (9)

$$h(t) = -RC \cdot e^{-t/RC} \delta'(t), \quad (10)$$

где  $\delta'(t)$  — первая производная дельта-функции Дирака.

Сигнал на выходе фильтра определяют по формуле

$$U_{\Phi}(t) = \int_0^{\tau} h(t-\tau) U(\tau) d\tau.$$

Получим

$$U_{\Phi}(t) = U(t) + RC \frac{dU(t)}{dt}. \quad (II)$$

В случае дискретных сигналов возникает трудность в определении  $du(t)/dt$ . Если его определить усреднением по нескольким соседним отчетам, то мы можем совершить излишнее сглаживание сигнала.

Если ограничиться двумя отчетами:

$$\frac{du(i)}{dt} = u'(i) = \frac{u(i) - u(i-1)}{T_u}$$

где  $u(i)$  - отчет в момент времени  $t_i$ , то совершаем систематическую ошибку. Но его можно скорректировать, если учесть, что реакция усилителя на входной сигнал пропорциональна  $(1 - e^{-t/RC})$ . Соответствующий несложный расчет дает:

$$u'(i) = \frac{e^{-T_u/RC}}{RC(1 - e^{-T_u/RC})} [u(i) - u(i-1)].$$

Обозначим

$$K = \frac{e^{-T_u/RC}}{1 - e^{-T_u/RC}}.$$

При постоянной частоте измерения  $K$  - константа.

Тогда формула (II) будет выглядеть так

$$u_{\Phi}(i) = u_g(i) + K [u_g(i) - u_g(i-1)]. \quad (I2)$$

Соответственно формула расчета сигнала на выходе синхронного приемника будет

$$u = -\frac{1}{2n_0} \sum_{i=1}^{n_0} u_{\Phi}(i) + \frac{1}{n_m} \sum_{i=n_0+1}^{n_0+n_m} u_{\Phi}(i) - \frac{1}{2n_0} \sum_{i=n_0+n_m+1}^{2n_0+n_m} u_{\Phi}(i), \quad (I3)$$

где  $n_0 = \frac{T_0}{T_u}$  и  $n_m = \frac{T_m}{T_u}$ . Изменение режимов происходит в моменты времени  $n_0 T_u$  и  $(n_0 + n_m) T_u$ .

Видно, что работу синхронного приемника (I3) можно толковать как определение разности между средними значениями сигналов в "М" и в "0". В  $u_{\Phi}$  (I2) входят не только полезный сигнал и шум  $J_{ш}$ , но и  $J_{гр}$  и  $u_{инг}$ . И если фильтр остальные сигналы только восстанавливает, то  $u_{инг}$ , который не был подавлен усилителем, усиливается примерно  $RC/T_u$  раз (примерно столько усиливается спектр на частоте  $f_g$ ). В принципе следовало бы включить в состав фильтра дополнительное подав-

ление на частоты  $f_g$ , но это привело бы к сильному усложнению формулы (I2), а также к усложнению формы копии сигнала. Поэтому надеемся, что на практике  $U_{\text{шг}}$  достаточно ослабляется синхронным приемником. Действительно, он содержит интегратор, ослабляющий частоту  $f_g$  в  $(2T_0 + T_M)/T_u$  раз, и в результате ошибка за счет шума дискретизации будет:

$$\Delta U_g \approx \frac{RC}{T_u} \cdot \frac{T_u}{2T_0 + T_M} U_{\text{шг}} = \frac{RC}{2T_0 + T_M} U_{\text{шг}}. \quad (\text{I4})$$

Видно, что если  $RC = 20$  с, а время измерения  $2T_0 + T_M = 1$  мин, то имеет место трехкратное ослабление  $U_{\text{шг}}$ , что может быть вполне достаточно.

Все сказанное до сих пор преследовало цель измерить как можно меньшую концентрацию аэрозоля и поэтому предполагали, что она постоянная. Но фильтр (I2) восстанавливает спектр сигнала вплоть до частоты дискретизации  $f_g$  и при достаточном превышении сигнала над шумом можно определить гораздо более быстрые изменения концентрации аэрозоля, чем это позволяет полоса пропускания усилителя. В этом случае согласно формуле (I4) действительно возникает вопрос о дополнительной фильтрации  $U_{\text{шг}}$ . Но увеличить быстродействие за счет уменьшения  $T_0$  и  $T_M$  нежелательно. Поэтому лучше отказаться от применения формулы (I3) и проводить просто необходимое сглаживание  $U_\phi$ . Однако для исключения  $J_{\text{гр}}$  следует прибегнуть к интерполяции  $U_\phi$ , измеренного в "0" на время "M". Как было показано (табл. I), при этом можно ограничиться линейной интерполяцией.

Оценка шума. Если известна дисперсия шума  $\sigma_{\text{ш}}$  и шум некоррелированный, то отношение сигнал/шум определить легко:

$$\eta = \frac{\sqrt{N}}{\sqrt{\sigma_{\text{ш}}}} \cdot \bar{u}$$

где  $N$  - общее количество измерений.  $\bar{u} = R\bar{J}$  - средний полезный сигнал. Если полезный сигнал присутствует в половине времени, то  $\bar{u} = u/2$ .

Ошибка в определении  $u$  равна  $\Delta u = \frac{u}{\eta} = 2\sqrt{\sigma_{\text{ш}}}/\sqrt{N}$ .

$\Delta J = \frac{\Delta u}{R}$  примем за аппаратный шум.

Если определить дисперсию способом:

$$\mathcal{D}_{\text{ш}} = \frac{\sum_{i=1}^N [u_{\phi}(i) - u_n(i)]}{N-1}, \quad (15)$$

где  $u_n(i)$  - оцененный полезный сигнал при  $T = T_i$ , то учитываются все виды помех, в том числе и постоянный и линейно меняющийся компоненты  $J_{\text{др}}$ , которые на самом деле полностью исключаются синхронным приемником.

Но если провести оценку  $J_{\text{др}}$  и вместо  $u_n(i)$  использовать сумму  $u_n(i) + u_{\text{др}}(i)$ , где  $u_{\text{др}}(i) = R \cdot J_{\text{др}}(i)$  - оценка дрейфа в  $i$ -том измерении, то формула (15) вполне корректна.

### Отклонения от принятой модели

1. Оптимальность обработки нарушена, если  $J_{\text{ш}}$  коррелированный. В этом случае придется идти на усложнение обработки, изменить корректирующий фильтр (12) и копию сигнала (7).

2. Шум не является строго аддитивным. Во время полезного сигнала шум возникает больше за счет дробового шума заряженных аэрозольных частиц и за счет флуктуаций концентрации.

Выбор соотношения  $T_M$  к  $T_0$ . В свете толкования формулы (13) шум аэрозоля приводит к увеличению ошибки в определении уровня сигнала в режиме "М" и поэтому для восстановления точности следует увеличить время измерения в режиме "М". Действительно, ошибка полезного сигнала определяется ошибками определения уровней сигналов в режимах "О" и "М" по формуле:

$$\Delta u = \sqrt{\frac{\mathcal{D}_0}{2n_0} + \frac{\mathcal{D}_M}{n_M}} = \sqrt{\frac{1}{N-n_M} + \frac{1+A}{n_M}} \cdot \sqrt{\mathcal{D}_0}, \quad (16)$$

где  $\mathcal{D}_0$  - дисперсия шума одного измерения в "О",

$A \cdot \mathcal{D}_0$  - дисперсия шума аэрозоля,

$N$  - общее количество измерений,

$n_M, 2n_0$  - количество измерений в "М" и "О".

Минимум  $\Delta u$  определяется уравнением:

$$A = \left( \frac{n_M}{N - n_M} \right)^2 - 1. \quad (17)$$

Таблица 2

Ошибки измерения в единицах  $\frac{\Delta U}{\sqrt{S}}$  при  
"шумящем" аэрозоле

$n_m/N$	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
A	0	1,25	4,44	15	80
Opt.	2	2,5	3,33	5	10
$n_m/N = 0,5$	2	2,55	3,6	5,8	12,8
A = 0	2	2,04	2,18	2,5	3,3

В таблице 2 величина A рассчитана из уравнения (I7). Для сравнения выигрыша приведены ошибки в единицах  $\Delta U/\sqrt{S}$  для следующих случаев:

- 1) Opt. - когда  $n_m/N$  и A удовлетворяют уравнению (I7);
- 2)  $n_m/N = 0,5$  - сфиксировано, а A меняется;
- 3) A = 0 - сфиксировано, меняется  $n_m/N$ .

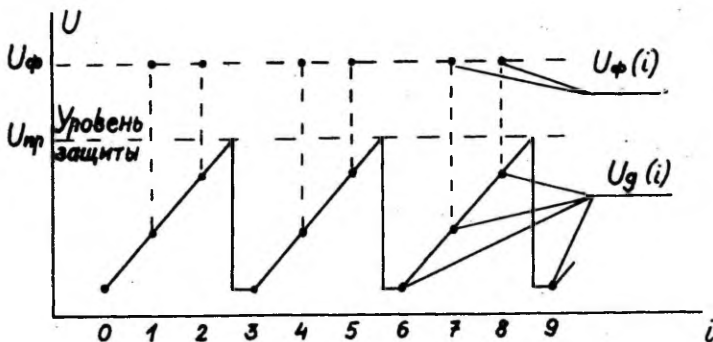
Видно, что относительный выигрыш имеет величину до 10±20%, т.е. небольшой. В то же время и в случае отсутствия шума аэрозоля некоторое увеличение времени измерения в режиме "M" сказывается мало. Достаточным компромиссом можно считать выбор:

$$n_m \approx (0,6 + 0,7) N. \quad (I8)$$

3. Ограниченный динамический диапазон. Динамический диапазон канала измерения имеет порядок  $10^4$ , что явно недостаточно для измерения аэрозоля во всем возможном диапазоне концентраций. В данном случае оказывается возможным расширить диапазон измеряемых концентраций благодаря интегрирующему действию усилителя.

Постоянная времени усилителя и измерение большого сигнала. С точки зрения обработки сигнала ограничение полосы пропускания усилителя нежелательно, так как это искажает спектр шума (см. формулу (2)). Восстановление же спектра увеличивает шум дискретизации (I4) и требует дополнительных вычислений. Но, с другой стороны, некоторое сглаживание необходимо, т.к. нельзя допустить даже кратковременного выхода сигнала

канала за предел измерения; это приводит к выключению канала за счет срабатывания защиты электрометра и к непоправимой потере информации. Оказывается, что в данном случае можно учитывать потерю информации и работать с сигналами, выходящими за пределы измерения (фиг. 3).



Фиг. 3. Измерение сигнала, превышающего уровень защиты электрометра.

Измерения проводятся в моменты времени  $i = 0, 1, 2, \dots$ . Допустим, что сигнал выйдет за предел измерения и электрометр выключится после  $i = 2$ . Фильтр восстанавливает правильный сигнал  $U_\Phi$  в точках  $i = 1$  и  $i = 2$ . В точке  $i = 3$  усилитель включается и весь цикл повторится. Правильные  $U_\Phi$  получатся в точках 4 и 5. Не восстановленными будут точки  $i = 3, 6, \dots$ . Если в дальнейшей обработке (IЗ) учесть уменьшение количества слагаемых  $U_\Phi(i)$  то результат будет вполне правильный. Увеличение ошибок существенной роли не играет вследствие большого сигнала.

В предельном случае сигнал может быть таким, что после включения канала делается только одно измерение.

Оценим величину тока  $J$  в случае, когда  $U_{нр} = 10$  В,  $R = 300$  ГОм,  $C = 51$  пФ,  $T_u = 1$  с. За  $1$  с  $R$  можно не учитывать. Тогда:  $J = C \cdot (\Delta U / \Delta t) = 51 \cdot 10^{-12} \cdot 10 = 5,1 \cdot 10^{-10}$  А. В то время как без выключения усилителя можно мерить сигнал:

$$J_{нр} = \frac{U_{нр}}{R} = \frac{10}{300 \cdot 10^9} = 3,3 \cdot 10^{-11} \text{ А.}$$

Видим, что диапазон измерения увеличивается более, чем на порядок величины.

### Выводы

1. Опрос каналов проводить синхронно с движением фронта аэрозоля. Частоту опроса (частоту дискретизации) выбрать максимально возможной (3).

2. Частоту модуляции выбрать с учетом величины дрейфа нуля и допустимой ошибки (табл. I).

3. Длительность режима "М" выбрать равной или до 2 раз большей длительности "О", например, в виде ряда "О", "М", "О", "М", "О", ... , где  $T_M = 2T_O$ . Каждый режим "М" должен находиться в окружении режимов "О".

4. Во время измерения отмечать случаи срабатывания защиты каналов и если нужно, проводить их включение.

5. Обработку начать с восстановления шума и сигнала в фильтре по формуле (I2).

6. Определение полезного сигнала проводить по отрезкам "О", "М", "О" по формуле (I3) для каждого "М" в отдельности с последующим усреднением результатов.

7. Ошибку следует рассчитать по формулам (I5) и (I6) с обязательным вычетом дрейфа.

8. Если требуется измерять быстрые изменения концентрации, то п. 5 нужно дополнить фильтрацией шума дискретизации, а вместо п. 6 нужно определить величину дрейфа путем линейной интерполяции "О". Величиной полезного сигнала будет средняя разность между сигналом и дрейфом. П. 7 остается в силе.

9. При выполнении п.п. 6+8 обязательно учитывать уменьшение количества измерений вследствие блокировки каналов (п. 4).

### Л и т е р а т у р а

1. Мирме А.А., Тамм Э.И., Таммет Х.Ф. Электрогранулометр аэрозольных частиц с широким пределом измерения. - Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 588. Тарту, 1981, с. 84-91.
2. Мирме А.А. Гранулометр аэрозоля на линии с мини-ЭВМ "Электроника ДЗ-28". - Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 631. Тарту, 1982, с. III-III8.



3. Таммет Х.Ф. Введение в линейную конечномерную теорию спектрометрии. - Таллин: Валгус, 1975.
4. Крашенинников И.С. и др. Современная ядерная электроника. Т. I. Измерительные системы и устройства. - М.: Атомиздат, 1974.
5. Рабинер Л., Гоулд Б. Теория и применение цифровой обработки сигналов. - М.: Мир, 1978.

ON THE OPTIMIZATION OF THE MEASURING PROCESS OF  
AN ELECTRICAL AEROSOL ANALYZER

A. Mirme

S u m m a r y

The effect of a number of factors on the quality of the measurement of an electrical aerosol analyzer is examined. Recommendations have been made on the operating regime and the data processing method to be used under different conditions.

## МНОГОКАНАЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ СПЕКТРОМЕТР АЭРОЗОЛЯ С ИЗМЕНЯЕМЫМИ ПРЕДЕЛОМ ИЗМЕРЕНИЯ И РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТЬЮ

А.А. Мирме, И.А. Пейль

Многоканальный электрический спектрометр аэрозолей [1, 2] имеет существенные преимущества перед одноканальным [3], особенно в части быстродействия. Недостатком многоканального спектрометра является жесткая зафиксированность предела измерения. Предел этот определяется геометрией и выбранным режимом работы измерительного конденсатора. Тем самым определяется и фракционная структура получаемой оценки спектра, а значит, и разрешающая способность спектрометра. Когда ширина спектра исследуемого аэрозоля совпадает с диапазоном измерения спектрометра, мы оптимально используем возможности последнего. Если же спектр аэрозоля покрывает только несколько измерительных каналов, принципиальные возможности многоканального спектрометра явно не использованы. Для получения в каждом случае максимальной информации об исследуемом аэрозоле необходимо выбрать предел измерения таким образом, чтобы все измерительные каналы были использованы. Для этого мы должны иметь возможность независимого выбора обеих границ предела измерения.

Предел измерения определяется предельными подвижностями измерительного конденсатора спектрометра. У существующих многоканальных спектрометров секционирована собирающая обкладка конденсатора. Каждая такая секция вместе с регистрирующим устройством образует измерительный канал. Для повышения разрешающей способности многоканальный спектрометр аэрозоля имеет дифференциальный вход — аэрозоль вводится только через часть сечения входного отверстия (далее от собирающих обкладок), аэрозоль омывается потоком чистого воздуха. Каждый канал такого измерительного конденсатора имеет четыре предельные подвижности [4]. Предельной подвижностью канала называется подвижность частиц, входящих на одном из краев той части входного отверстия, через который вводится аэрозоль, и осаждающихся на одном из краев собирающей обкладки канала. Общая формула для вычисления предельной под-

вижности следующая:

$$k^* = \frac{\epsilon_0 \Phi}{CU} \quad (I)$$

Здесь  $\Phi$  - расход той части воздуха (аэрозоля), через которую проходят частицы с подвижностью  $k^*$  до осаждения,  $U$  - напряжение на электродах,  $C$  - действующая емкость той части измерительного конденсатора, которую проходит частица с подвижностью  $k^*$  от входного отверстия до осаждения,  $\epsilon_0$  - электрическая постоянная.

Для выбора предела измерения готового спектрометра можно варьировать режимные параметры  $\Phi$  и  $U$ . Емкость  $C$  определена геометрическими размерами конденсатора и не подлежит изменению. Варьированием расхода  $\Phi$  можно изменить только обе границы предела измерения одновременно, при этом относительная ширина предела измерения не изменяется. В существующих измерительных конденсаторах изменение напряжения  $U$  действует на предел измерения таким же образом. На рис. I приведена принципиальная схема измерительного конденсатора многоканального спектрометра, в котором секционирована только одна, собирающая обкладка. На все секции конденсатора подается одинаковое напряжение.

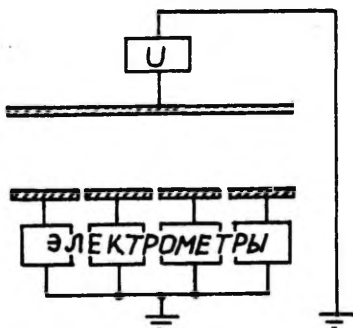


Рис. 1. Измерительный конденсатор с одним секционированным электродом.

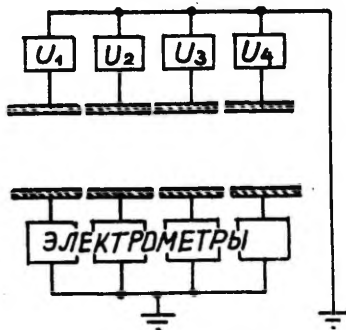


Рис. 2. Измерительный конденсатор с двумя секционированными электродами.

Принципиально новые возможности дает секционирование обеих обкладок измерительного конденсатора (рис. 2). В таком конденсаторе можно к каждой секции приложить напряжение независимо от соседних. Это позволяет отдельно выбирать предельные подвижности всех каналов.

Конструктивное решение измерительного конденсатора, имеющего два секционированных электрода, показано на рис. 3. Исследуемый аэрозоль протекает через диффузионный зарядник I и направляется через дифференциальный вход 2 в измерительный конденсатор вблизи внутреннего электрода 3. Параллельно с аэрозолем течет в конденсатор и поток чистого воздуха.

Заряженные аэрозольные частицы, находящиеся в электрическом поле конденсатора, двигаются в сторону собирающей обкладки 4 и осаждаются на ней. Количество частиц, осажденных на каждой секции, оценивается измерением перенесенного этими частицами электрического тока электрометрами 5.

Секции внутреннего электрода представляют собой кольца 3 из полированного алюминия, напрессованные на кольцеобразные полипропиленовые изоляторы 6. Эти так называемые таблетки помещены вместе с дистанционными кольцами 7 на стальную трубу 8. Через трубу сделаны выводы 9 для соединения секций внутреннего электрода с источниками напряжения.

Описываемым прибором можно пользоваться не только в качестве спектрометра аэрозольных частиц, но и в качестве анализатора подвижностей. Для этого достаточно заменить зарядник I полусферическим наконечником IO.

Технически в описанном измерительном конденсаторе можно реализовать любое распределение напряжения вдоль оси конденсатора. Но краевой эффект на стыке соседних секций ставит определенные ограничения на выбор значений напряжения на секциях. У щели между соседними секциями, имеющими различные потенциалы, электрическое поле искажается (рис. 4). Часть силовых линий, начинающихся с обкладки I, не кончается на противоположной обкладке 2, а на соседних секциях той же обкладки, что может привести к осаждению частиц на секциях отталкивающей обкладки. Условием предотвращения такого осаждения является  $N_{2,i} > N_{1,i+1}$ , где  $N_{2,i}$  означает поток поля от  $i$ -ой секции отталкивающей обкладки к собирающей обкладке, а  $N_{1,i+1}$  — поток поля от следующей (по течению) секции отталкивающей обкладки к той же  $i$ -ой обкладке. При помощи конформного отображения поля [5] в случае плоского конденсатора из этого условия можно получить условие, огра-

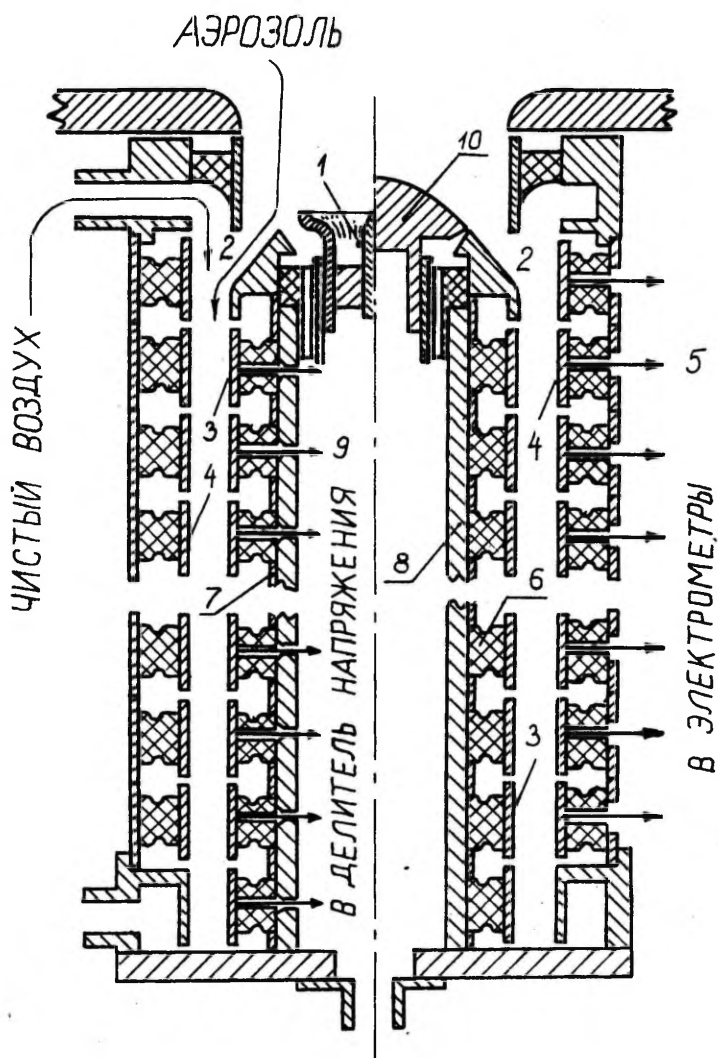


Рис. 3. Конструкция измерительного конденсатора

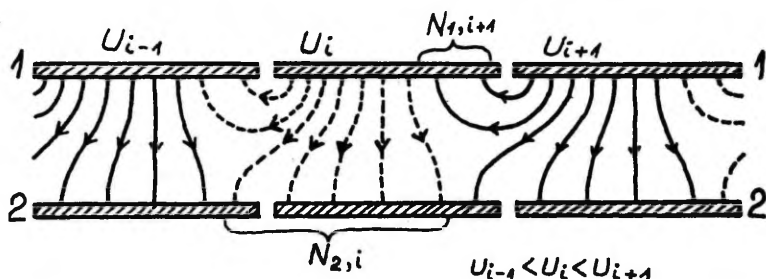


Рис. 4. Силовые линии электрического поля в конденсаторе с двумя секционированными обкладками

ничающее выбор напряжения. Полученный результат можно с достаточной точностью применить и для цилиндрического конденсатора с узкой щелью. Для конкретного конденсатора было получено

$$U_{i+1} \leq 8,75 U_i. \quad (2)$$

Формула (I) для вычисления предельных подвижностей теперь неприменима. Эта формула получается из более общего соотношения

$$k^* = \frac{\Phi}{N} \quad (Ia)$$

где  $N$  означает поток поля, который проходит через поверхность тока частиц с подвижностью  $k^*$ , проходящей через соответствующий край входного отверстия. Для заданного распределения предельных подвижностей  $k_i^*$  каналов ( $k_i^*$  означает минимальную из четырех предельных подвижностей  $i$ -го канала) из (Ia) опять методом конформного отображения можно получить рекуррентную формулу для вычисления канальных напряжений:

$$U_i = \frac{2\beta}{\beta + \gamma} \left( \frac{\Phi \ln \frac{b}{a}}{2\beta\pi h} \cdot \frac{1}{k^*} - \sum_{j=1}^{i-1} U_j \right). \quad (3)$$

Константы  $\beta$  и  $\gamma$  определяются размерами цилиндрического измерительного конденсатора. Если радиусы внутреннего и внешнего электрода соответственно  $a = 42$  мм и  $b = 50$  мм и дли-

на секции  $h = 24$  мм, эти константы будут  $\beta = 0,774$  и  $\gamma = 0,661$ .

Для спектрометра, разработанного авторами, были вычислены такие напряжения, которые должны были обеспечивать логарифмически равномерное распределение спектра между каналами в интервале от 10 до 1000 нм по диаметру. Предварительные эксперименты показали, что цель достигнута при малых и средних частицах. Для частиц с диаметрами более 300 нм обнаружилось некоторое несовпадение расчетов и результатов эксперимента. Это объясняется тем, что при больших частицах процесс заряжения зависит от неконтролируемого электрического поля объемного заряда в заряднике значительно больше, чем при малых и средних частицах. Такое отклонение можно исправить корректированием распределения напряжения на конденсаторе.

Дальнейшая работа над описываемым спектрометром направлена на определение аппаратной матрицы прибора и полной автоматизации измерительного процесса, в том числе и выбора диапазона измерения.

#### Л и т е р а т у р а

1. Мирме А.А., Салым Я.Й., Тамм Э.И., Таммет Х.Ф. Гранулометр субмикронного аэрозоля. - В сб.: Методы и приборы контроля параметров окружающей среды. Л., 1979, с. 64-67.
2. Мирме А.А., Тамм Э.И., Таммет Х.Ф. Электрогранулометр аэрозольных частиц с широким пределом измерения. Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 588. Тарту, 1981, с. 84-92.
3. Pui D.Y.H., Liu B.Y.H. Electrical Aerosol Analyzer: Calibration and Performance. Aerosol measurement. A University of Florida Book. University Press of Florida, Gainesville, 1979, p. 384-399.
4. Таммет Х.Ф. Аспирационный метод измерения спектра аэроионов. Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 195. Тарту, 1967.
5. Миролюбов Н.Н. и др. Методы расчета электромагнитных и электростатических полей. - М.: Высшая школа, 1963. - 416 с.

A MULTICHANNEL ELECTRIC AEROSOL SPECTROMETER WITH  
A CHANGEABLE MEASURING RANGE AND RESOLVING POWER

A. Mirme and I. Peil

S u m m a r y

The present paper describes the principle of a novel design of an aerosol spectrometer. This spectrometer makes use of a cylindrical measuring condenser in which both the electrodes are divided into sections. Such a design enables one in case of need easily to change the measuring range as well as the resolving power of the spectrometer.



О ВЛИЯНИИ ВЛАЖНОСТИ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА  
ИЗОЛЯТОРОВ ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО КОНДЕНСАТОРА  
СЧЕТЧИКА АЭРОИОНОВ

Р.Л. Матизен

В счетчиках аэроионов значительная часть отказов измерительного конденсатора связана с нарушениями или ухудшением изоляции. Качество изоляции существенно зависит от влажности окружающего воздуха. Воздействию влаги на электрические характеристики изоляционных материалов посвящено большое число работ. Однако в большинстве исследований, например, в работах [1-4] не рассматриваются параметры, существенные для электрометрии. В случае электрометрической аппаратуры в отличие от сильноточной [1, 2] не возникает проблемы пробоя изоляторов и даже удельное сопротивление изоляционного материала мало существенно. Основным показателем качества изолятора — это вариации силы тока, генерируемого изолятором как источником электродвижущей силы. Этот ток генерируется в поверхностном слое изоляционного материала и существенно зависит от способа предварительной обработки поверхности. В работе [5], посвященной исследованию изоляционных материалов, применяемых при измерении слабых токов, измерялась зависимость токов поляризации и деполяризации от времени при механической деформации изоляторов и в электрическом поле. Измерялось также удельное сопротивление изоляторов и зависимость шумового тока от влажности воздуха. По результатам исследований построен ряд по степени преимущества изоляционных материалов. В качестве наиболее подходящего материала предложен полипропилен. Приведенные в работе зависимости шумового тока от относительной влажности при ее изменении от 55 до 100% часто не отражают действительных условий работы изоляторов измерительных конденсаторов счетчиков аэроионов (возрастание шумовых токов при быстром увеличении влажности может быть кратковременным). Поэтому целью настоящей работы было исследование зависимостей уровня генерируемых изоляторами шумов от времени при высокой относительной влажности воздуха. Исследовано также влияние качества обработки поверхности и нагрева изоляторов на их изоляционные свойства.

Для изучения изоляторов использована установка, аналогичная описанной в статье 5, в которой применен динамический (проточный) способ для поддержания необходимой влажности в камере с испытуемым изолятором. Влажный воздух получается в увлажнительном устройстве, в котором сжатый воздух пропускают над нагретой до 100°С водой. Для дополнительного увеличения влажности и поддержания ее на достаточном уровне в отсутствие тока воздуха в камеру влажности помещена мокрая ткань.

Измерительная установка состоит из электрометра, программирующего устройства и цифрового вольтметра. Программирующее устройство периодически открывает вход электрометра. Заряд, генерируемый изолятором, который закреплен между двумя металлическими кольцами, накапливается на емкости, подключенной параллельно входу электрометра в течение 20 с и регистрируется в начале и конце цикла измерений. По результатам многократных измерений вычисляется среднее значение шумового тока

$$J = C \frac{\Delta U}{\Delta t},$$

где  $C$  - емкость накопительного конденсатора,  $\Delta U$  - разность напряжений в начале и конце цикла измерений,  $\Delta t$  - время накопления заряда.

В качестве изоляторов были выбраны часто применяемый в измерительных конденсаторах фторопласт-4, полистирол и качественно отлитый прозрачный полипропилен.

Основные результаты измерений зависимости генерируемого изоляторами шумового тока от времени для этих изоляторов приведены на рис. 1. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют фторопласту-4, кривая 4 - полистиролу, а 5, 6 и 7 - полипропилену, причем кривые 1, 2 и 5 относятся к материалам с шероховатой плохо обработанной поверхностью. Экспериментальные точки на рисунке указаны совместно с доверительным интервалом на доверительном уровне 90%. Все кривые за исключением кривой 2 получены при влажности 95±3%.

Из рисунка видно, что качество обработки поверхности имеет большое значение, особенно в случае фторопласта. Для фторопласта с шероховатой поверхностью (кривые 1 и 2) наблюдалось резкое возрастание шумового тока уже в течение первого часа работы. Даже в случае 83% влажности (кривая 2) увеличение шумового тока для фторопласта было значительным.

Изоляторы из фторопласта, имевшие гладкую чистую поверхность, обладали значительно лучшими свойствами (кривая 3).

Увеличение шумового тока в первые часы работы было значительным также для полистирола (кривая 4). Наилучшие результаты получены с полипропиленом (кривая 6), причем даже плохо обработанный полипропилен (кривая 5) дает лучшие результаты, чем фторопласт.

Уровень шумового тока кроме качества обработки поверхности и материала изолятора зависит также от степени ее загрязненности. Кривая 7 на рис. 1 соответствует полипропилену с качественно обработанной, но запыленной поверхностью. Шумовой ток для него в конце цикла измерений в несколько раз превышает шумовой ток, генерируемый полипропиленом с чистой поверхностью.

Для изоляторов из полипропилена с шероховатой поверхностью проведены циклические испытания [6] в 3 цикла. Каждый цикл состоял из двух частей. В первой части цикла изолятор в течение 8 часов подвергался воздействию относительной влажности  $95 \pm 3\%$ , при этом температура в камере влажности повышалась на  $4-5^{\circ}\text{C}$ . (В начале цикла температура в помещении и в камере влажности была  $18^{\circ}\text{C}$ .) Во второй части цикла изоляторы выдерживались в камере влажности в течение 16 часов при относительной влажности  $90 \pm 3\%$ , температура за это время снижалась на  $4-5^{\circ}\text{C}$  и к концу цикла наблюдалось выпадение росы. К концу 3-го цикла заметного возрастания шумового тока не наблюдалось (рис. 2).

Резкое кратковременное возрастание шумового тока в начале очередного цикла связано с конденсацией влаги на поверхности изоляторов.

Изучалось также влияние подогрева изоляторов на примере фторопласта на ток шумов. Для этого металлическое кольцо с надетым на него изолятором подогревалось вставленной в него нихромовой спиралью в обойме из фторопласта. Спираль позволяла нагревать изолятор до  $50^{\circ}\text{C}$ . Температура изолятора измерялась с помощью термосопротивления. Оказалось, что включение подогрева после достижения в камере высокой относительной влажности не защищает изолятор, и его изоляционные свойства ухудшаются даже быстрее, чем без подогрева (рис. 3, кривая I). Это, очевидно, связано с тем, что при повышении температуры увеличивается способность воды к смачиванию гидрофобных поверхностей, объясняемая уменьшением величины поверхностного натяжения и вязкости с возрастанием коэффициен-

та самодиффузии воды.

Если же изолятор был предварительно подогрет и лишь после этого начиналось повышение влажности, то ухудшения качества изолятора не наблюдалось (кривая 2). При этом нагретая поверхность изолятора, очевидно, не смачивалась и вблизи него образовывался слой воздуха с меньшей влажностью.

## В ы в о д ы

1. Наилучшими изоляционными качествами из числа исследованных материалов с точки зрения пригодности в качестве изоляторов измерительных конденсаторов обладает качественно отличный полипропилен. Этот вывод подтверждает результаты работы [5].

2. При использовании фторопласта в качестве изолятора измерительного конденсатора особое значение имеет качество обработки поверхности. Для полипропилена качество поверхности оказывает меньшее влияние на его изолирующие свойства.

3. Для защиты изоляторов измерительного конденсатора его подогрев необходимо начинать до достижения высокой относительной влажности воздуха, чтобы не допустить смачивания его поверхности.

## Л и т е р а т у р а

1. Маслов В.В. Влагостойкость электрической изоляции. - М.: Энергия, 1973, 206 с.
2. Рычина Т.А. Электрорадиоэлементы. - М.: Сов. радио, 1976, 335 с.
3. Тареев Б.М. Физика диэлектрических материалов, - М.: Энергия, 1973.
4. Защита радиоэлектронной аппаратуры от влияния климатических условий окружающей среды./Под ред. Г. Юйша. - М.: Энергия, 1970. - 368 с.
5. Пэйль И.А. Исследование изоляционных материалов, примененных при измерении слабых токов. - Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 588. Тарту, 1981, с.108-115.
6. Митрейкин Н.А., Озерский А.И. Надежность и испытания радиодеталей и радиокомпонентов. - М.: Радио и связь, 1981. - 272 с., ил.

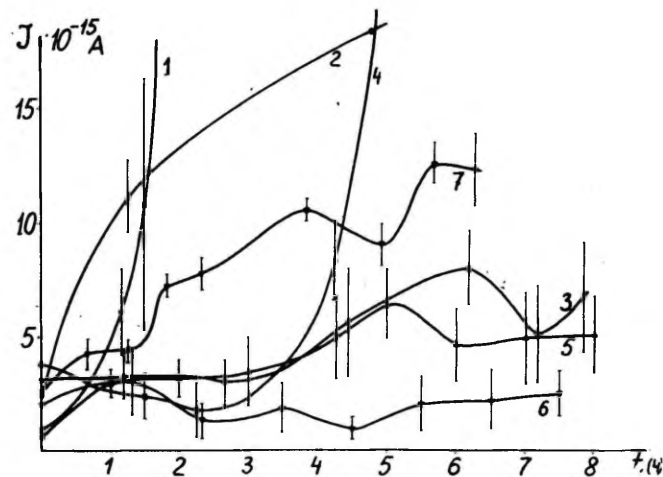


Рис. 1. Зависимость генерируемого изоляторами шумового тока от времени (вертикальными линиями обозначены доверительные интервалы на доверительном уровне 90%).

1 - фторопласт-4 с шероховатой поверхностью при 95% влажности;  
 2 - то же при влажности 83%; 3 - фторопласт-4 с хорошей поверхностью;  
 4 - полистирол с хорошей поверхностью; 5 - полипропилен с шероховатой поверхностью;  
 6 - то же с хорошей поверхностью; 7 - хорошо обработанный полипропилен с запыленной поверхностью.

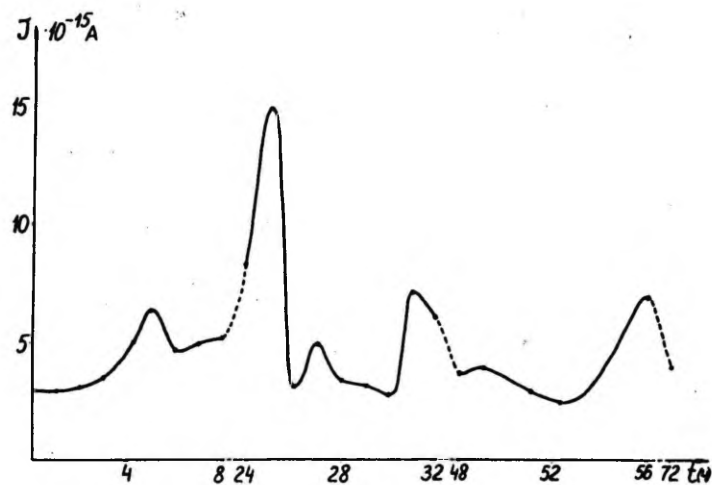


Рис. 2. Зависимость тока, генерируемого изоляторами, от времени в течение трех 24-часовых циклов.

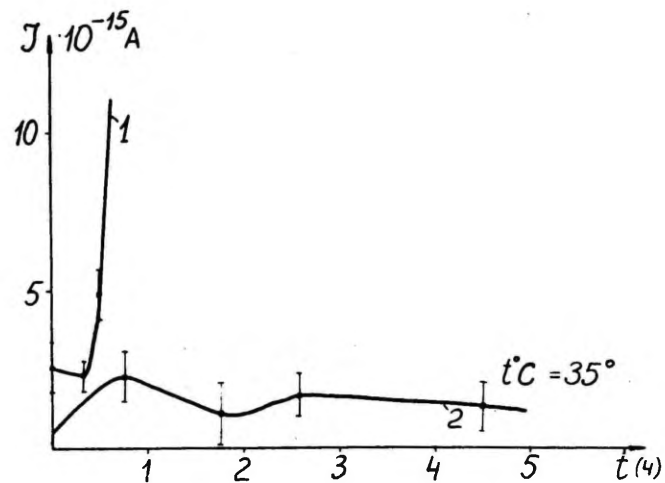


Рис. 3. Зависимость тока, генерируемого изоляторами, от времени при их нагреве.

\*1 - подогрев включен после достижения влажности 95%; 2 - подогрев до повышения влажности.

ON THE EFFECT OF HUMIDITY ON THE ELECTRIC PARAMETERS  
OF THE INSULATORS OF THE MEASURING CONDENSERS  
OF AIR-ION COUNTERS

R. Matisen

S u m m a r y

The paper deals with the experimental studies of the effect of high humidity on the insulating materials used in the measuring condenser of air-ion counters.

The influence of the finishing of the surfaces of insulators on their insulating properties has been investigated. With the aim of protecting insulators from the effect of humidity, the possibility of heating insulators has also been studied.



## НОВЫЙ СПОСОБ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ДИНАМИЧЕСКОГО КОНДЕНСАТОРА

М.Э. Роос, Ю.А. Хяммалов

При работе с электростатическими динамическими конденсаторами (ЭДК) вопрос их возбуждения приобретает особое значение. Это связано с тем, что обычно материал колеблющегося электрода ЭДК имеет механическую добротность не ниже  $10^3$ . Например, сталь имеет добротность порядка  $5 \cdot 10^3$ , алюминий —  $(4+6) \cdot 10^4$  [1]. Следовательно, возбуждение ЭДК практически невозможно без введения следящей обратной связи. До настоящего времени существует два пути реализации данной обратной связи: I — ЭДК конструктивно дополняется датчиком сигнала обратной связи [2], II — существует оригинальный способ введения следящей обратной связи электрическим путем [3]. Сущность последнего заключается в следующем. Колеблющийся электрод ЭДК с механической резонансной частотой  $f_m$  вместе с возбуждающим электродом образует емкость, которая включается в колебательный контур с электрической резонансной частотой  $f_3$ , значительно превышающей  $f_m$  ( $f_3 \gg f_m$ ). На колебательный контур подается напряжение частотой  $f_2$  от задающего генератора. Если выбирать частоту  $f_2$  примерно в середине падающего участка резонансной кривой колебательного контура при условии

$$f_2 - f_3 \approx \frac{f_m}{2}, \quad (I)$$

то колеблющийся электрод начинает колебаться на резонансной частоте  $f_m$ . Частоты  $f_3$  и  $f_2$  — порядка 300 кГц — 1 МГц, а  $f_m \approx 6$  кГц [3, 4].

При разработке в нашей лаборатории электростатического динамического конденсатора ДК-79 [5] планировалось возбуждать его вторым способом, так как первый способ имеет явный недостаток, заключающийся в усложнении конструкции.

Оказалось, что условие (I) накладывает довольно жесткие требования на стабильность частот  $f_3$  и  $f_2$ , что в широком диапазоне температур практически трудно реализуемо.

При поиске новых путей возбуждения ЭДК оказалось, что существует еще один способ, основывающийся на следующих теоретических соображениях.

На основе работы [6] можно сделать заключение, что действующая на колеблющийся электрод ЭДК сила  $F$  определяется соотношением

$$F = \alpha U_0^2, \quad (2)$$

где  $\alpha$  — постоянная, определяемая конструктивными параметрами ЭДК;  $U_0$  — напряжение возбуждения. В работе [6] все выражения выведены в предположении, что напряжение  $U_0$  имеет только периодическую составляющую, т.е.

$$U_0 = U_0 \cos \omega t,$$

где  $U_0$  — амплитуда и  $\omega$  — круговая частота этого переменного напряжения. Так как для возбуждения ЭДК необходимо иметь  $U_0 = 40 \dots 70$  В, то требуется специальный генератор и высоковольтный источник питания. Но если предположить, что  $U_0$  представляет собой сумму периодической составляющей  $U_{\text{пер}} = U_0 \cos \omega t$  и постоянной составляющей  $U_{\text{пост}}$

$$U_0 = U_{\text{пер}} + U_{\text{пост}},$$

то выражение (2) принимает вид

$$F = \alpha \left( \frac{U_0^2}{2} + U_{\text{пост}}^2 \right) + \frac{\alpha}{2} U_0^2 \cos 2\omega t + 2\alpha U_{\text{пост}} U_0 \cos \omega t. \quad (3)$$

Третий член в данном выражении свидетельствует, что при совпадении частоты переменного напряжения с резонансной частотой колеблющегося электрода можно возбуждать ЭДК суммой напряжений  $U_0 = U_{\text{пер}} + U_{\text{пост}}$ . Увеличения силы  $F$  можно достигать увеличением  $U_{\text{пост}}$ , что позволяет получить нужную амплитуду колебания электрода ЭДК с малой амплитудой переменного напряжения ( $U_0 \approx 10$  В) при большой постоянной составляющей ( $U_{\text{пост}} = 50 \dots 100$  В).

Оказывается, что при возбуждении ЭДК суммой переменного и постоянного напряжений открывается хорошая возможность введения следящей обратной связи по переменному напряжению.

Для этого нужно возбуждающую емкость  $C_{в03}$  ЭДК, создаваемую между колеблющимся электродом 2 и возбуждающим электродом 3, включить в цепь отрицательной обратной связи мультивибратора, собранного на операционном усилителе на микросхеме А (рис. 1). Конденсатор  $C_2$  разделяет потенциалы электрода 3 и входа а микросхемы. Чтобы конденсатор  $C_2$  не оказывал влияния на частоту генерации мультивибратора, выбирают  $C_2 \gg C_{в03}$ .

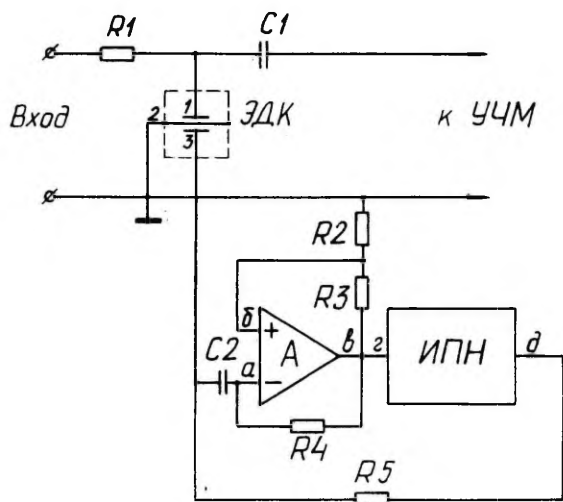


Рис. 1. Принципиальная схема нового способа возбуждения ЭДК.

Выходными импульсами мультивибратора (выход **б** микросхемы) питается вход **2** либо диодно-конденсаторного многокаскадного умножителя напряжения, либо трансформатора с диодным выпрямителем, который на рис. 1 обозначен как источник постоянного напряжения (ИПН). Выход **д** ИПН через высокоомный резистор  $R_5$  соединен с электродом 3 ЭДК. Таким образом обеспечивается питание устройства от источников  $\pm 12,6$  В или  $\pm 15$  В, которые чаще всего применяются для питания схем с операционными усилителями.

Работу устройства нужно рассматривать в двух режимах: без подачи и с подачей на возбуждающий электрод ЭДК постоянного напряжения. В первом режиме, без подачи на электрод 3 постоянного напряжения, резистор  $R_5$  отсоединяют от электро-

да 3. В таком случае мультивибратор генерирует импульсы, частота которых определена главным образом параметрами RC-цепочки в цепи отрицательной обратной связи операционного усилителя -  $R_4$  и  $C_{\text{воз}}$ , а также соотношением резисторов  $R_2$  и  $R_3$  в цепи положительной обратной связи усилителя [7]. В таком режиме электрод 2 ЭДК находится в покоем состоянии. При настройке частоты генерации мультивибратора выбирают примерно равной резонансной частоте колебания электрода 2. Следует отметить, что это не жесткое требование - работа с ДК-79 показала, что они возбуждаются даже при частоте генерации мультивибратора, вдвое превышающей резонансную частоту электрода 2.

Во втором режиме, при подаче на электрод 3 ЭДК постоянного напряжения через резистор  $R_5$ , под действием импульсов мультивибратора электрод 2 ЭДК начинает колебаться с нарастающей амплитудой. По мере возрастания амплитуды колебания электрода 2, ЭДК сам начинает генерировать переменный ток, который, суммируясь с выходным током мультивибратора, определяет его рабочую частоту. Таким образом получается, что резонансная частота колеблющегося электрода 2 управляет рабочей частотой мультивибратора.

Сопротивление изоляции между электродами 2 и 3 ЭДК не ниже  $10^{11}-10^{12}$  Ом обеспечивается без особых трудностей. Поэтому постоянный ток через резистор  $R_5$  ничтожно мал, и потребляемая мощность данного устройства определяется главным образом потреблением микросхемы А, что тоже положительно отличает данный способ от описанного выше II способа возбуждения ЭДК с включением  $C_{\text{воз}}$  в колебательный контур.

Потребляемая мощность возбуждения ЭДК при II способе составляла примерно 200-250 мВт, а при описанном устройстве - 50-60 мВт.

Необходимый коэффициент модуляции ЭДК можно подобрать путем выбора значения постоянного напряжения на электроде 3. Опыт работы с ДК-79 показал, что для этого требуется применить 3-4 каскада диодно-конденсаторного умножителя напряжения в качестве ИПН.

Измеряемый постоянный входной сигнал подается через резистор  $R_1$  на электрод I ЭДК, преобразуется в переменное напряжение и через конденсатор  $C_I$  подается на вход усилителя частоты модуляции (УЧМ).

Импульсы с выхода 6 мультивибратора могут быть использованы для управления синхронным детектором, который подклю-

чается обычно к выходу УЧМ (на рис. 1 не показано).

При работе с ДК-79 данный способ возбуждения хорошо зарекомендовал себя в широком диапазоне температур (от  $-20^{\circ}\text{C}$  до  $+60^{\circ}\text{C}$ ).

### Л и т е р а т у р а

1. Скучик Е. Простые и сложные колебательные системы. М., 1971, - 557 с.
2. Novotny H.R.F. Electrical instrument, Пат. США, № 3290595, опубли. 6.12.66.
3. Van Nie A.G. Oscillator circuit for a vibrating capacitor driven by an RF electric field. - IEEE Transactions, v. IM-21, 2, 1972, p. 153-161.
4. Van Nie A.G., Zaalberg van Zelst J.J. A vibrating capacitor driven by a high-frequency electric field. - Philips Technical Review, 4, 1963/64, p. 95-103.
5. Сакс О.В., Хяммалов Ю.А., Шор В.Г. Динамический конденсатор с электростатическим возбуждением ДК-79. - Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 534. Тарту, 1980, с.37-44.
6. Хяммалов Ю.А. Анализ работы электростатического динамического конденсатора с натянутой мембраной. - Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып.534. Тарту, 1980, с.21-36.
7. Шило В.Л. Линейные интегральные схемы в радиоэлектронной аппаратуре. М., 1979, с. 210-213.

### A NEW METHOD FOR DRIVING AN ELECTROSTATIC DYNAMIC CAPACITOR

M. Roos and J. Hämmalov

### S u m m a r y

A new method for driving an electrostatic dynamic capacitor (EDC) has been presented.

For the stabilization of the frequency of the driving voltage, tracking feedback has been used. Tracking feedback is carried out by switching on the driving electrode of the

EDC in the negative feedback circuit of a multivibrator. At the same time the DC voltage has to be applied to the above-mentioned driving electrode. Under these conditions the resonant frequency of the vibrating electrode of the EDC determines the operating frequency of the multivibrator.

## О ПРИМЕНИМОСТИ ТРИТИЯ В МЕРАХ МАЛОГО ТОКА

О.В. Сакс

В качестве мер малого тока, предназначенных для поверки и контроля электрометрической аппаратуры, приняты ионизационные источники тока (ИИТ) [1]. Они представляют собой ионизационную камеру с радиоактивным излучателем. В ИИТ, размеры камеры которых меньше максимального пробега ионизирующих частиц, ток зависит от плотности газа: ток пропорционален поглощенной энергии излучения, а поглощение пропорционально плотности газа. Последняя может меняться вместе с изменением атмосферного давления, если камера негерметична, или в герметичной камере — в результате сорбционных процессов, например, при нагревании и охлаждении прибора. Такого типа нестабильности имеют место в ионизационных источниках тока ИИТ-13...-10 [2].

В камере, в которой ионизирующие частицы не достигают стенок, выходной ток значительно слабее зависит от плотности газа. В лабораторных условиях такие меры тока даже не требуют герметизации [3].

Для экспериментальной проверки этих утверждений автором проведены специальные исследования с помощью тритиевого ионизационного источника тока (ТИИТ), помещенного в барокамеру. Максимальный пробег бета-частиц трития в воздухе составляет 4,8 мм. Благодаря этому тритий не требует ионизационной камеры с большим радиусом для обеспечения полного поглощения частиц в воздухе в нормальных условиях.

На рис. 1 представлена конструкция экспериментального образца ТИИТ. Наружным электродом является цилиндр 1 диаметром 14 мм и высотой 12 мм. Излучатель 2 и трубочка 3 в центре камеры вместе составляют второй, выходной электрод. Излучатель представляет собой металлическую пластинку размерами  $7 \times 1,5 \times 0,4 \text{ мм}^3$ , покрытую с двух сторон пленкой титана (площадь активной части каждой стороны  $4 \times 1,5 \text{ мм}^2$ ). Титан насыщен тритием. Излучатель прикреплен к винту 4.

Уровень выходного тока ТИИТ приблизительно пропорционален той площади излучателя 2, которая выступает из трубоч-

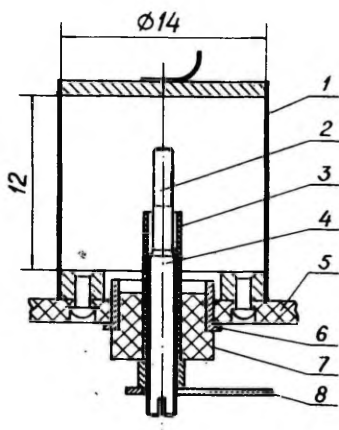


Рис. 1. Конструкция тритиевого ионизационного источника тока.  
1 - цилиндр; 2 - излучатель;  
3 - трубочка; 4 - винт; 5 -  
изолирующая пластина; 6 - ох-  
рannое кольцо; 7 - изолятор;  
8 - контактная пружина.

На рис. 2 представлены графики 1-4, изображающие зависимости выходного тока ТИИТ от давления воздуха и от напряжения питания. Во всех четырех случаях использован один и тот

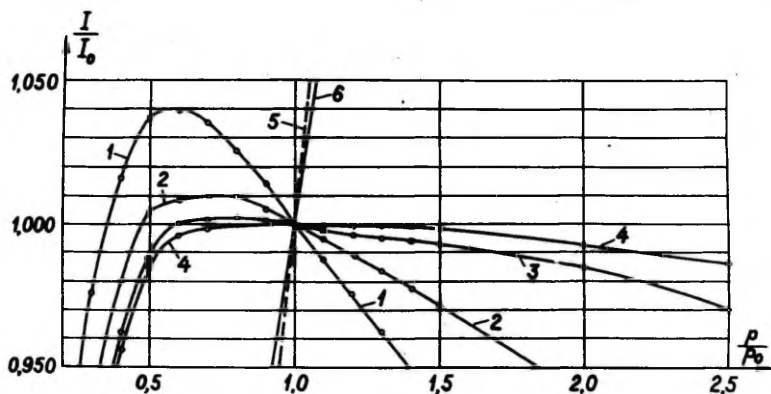


Рис. 2. Зависимость выходного тока ТИИТ от давления воздуха и от напряжения питания: 1 - при 12,6 В; 2 - при 20 В; 3 - при 50 В; 4 - при 100 В; 5 - ИИТ-9 и 6 - ИИТ-10 при 100 В.

ки 3. При настройке прибора с помощью винта 4 регулируется длина выступающей части радиоактивного препарата, а вместе с ней - уровень выходного тока.

Охранное кольцо 6 с изолятором 7 и выходным электродом, а также цилиндр I прикреплены к изолирующей пластине 5. Выход ТИИТ соединяется со входом измерителя тока через контактную пружину 8, охранное кольцо 6 заземляется, а на цилиндр I подается напряжение питания.



же тритиевый излучатель, обеспечивающий при атмосферном давлении  $p_0 = 101,3$  кПа ток насыщения  $I_{\text{нас}} = 0,88 \cdot 10^{-10}$  А (при напряжении 400 В). Давление воздуха в камере меняли в пределах от  $0,2 p_0$  до  $2,5 p_0$ . Изменения тока представлены в относительных единицах. Каждое значение сравнивалось с начальным током  $I_0$ , измеренным при  $p_0$ .

Для сравнения источников тока разных типов представлены на рис. 2 еще графики 5 и 6. Первый из них получен с помощью ИИТ-9 с альфа-излучателем плутоний-239, а второй - ИИТ-10 с бета-излучателем углерод-14. Рабочее напряжение составляло +100 В. В обоих случаях максимальный пробег ионизирующих частиц превышает размеры ионизационных камер. Из-за этого наблюдается сильная зависимость выходного тока от давления. Например, в случае ИИТ-10 (граф. 6) изменению давления на 1% соответствует изменение тока на 0,7%. Естественные колебания атмосферного давления вызывали бы изменения выходного тока негерметизированного ИИТ-10 на несколько процентов, что недопустимо. Следовательно, требование максимальной герметизации приборов типа ИИТ вполне обосновано. В то же время источник с тритием (граф. 4) обеспечивает практически независимый от атмосферного давления выходной ток - в лабораторных условиях герметизация прибора не требуется.

Графики I-4 также демонстрируют зависимость выходного тока от напряжения питания. Чем ниже напряжение, тем больше количество ионов, рекомбинированных за единицу времени. При неизменном напряжении увеличение давления вызывает рост рекомбинации ионов; в результате этого меньше ионов достигают электродов - ток уменьшается. При давлении ниже  $(0,6-0,8)p_0$  выходной ток все-таки начинает уменьшаться. Это объясняется увеличением пробега бета-частиц выше внутренних размеров камеры.

На рис. 3 приведены вольт-амперные характеристики ТИИТ, полученные с помощью излучателей с разными активностями: 1 -  $0,993 \cdot 10^{-12}$  А, 2 -  $0,0983 \cdot 10^{-10}$  А, 3 -  $1,90 \cdot 10^{-9}$  А. По вертикальной оси нанесены значения выходного тока, выраженные в процентах относительно тока 99,9%-го насыщения ( $I_{\text{нас}}$ ).

Из характеристик следует, что для мер малого тока типа ТИИТ внутреннее сопротивление как отношение  $\Delta U / \Delta I$  составляет при 50 В соответственно:  $R_1 \geq 2 \cdot 10^{15}$ ,  $R_2 \geq 4 \cdot 10^{13}$  и  $R_3 \geq 2,5 \cdot 10^{11}$  Ом. Предполагаем, что меры тока  $10^{-12}$ ,  $10^{-10}$  и  $10^{-9}$  А применяются, например, для проверки резисторов, соответственно  $10^{12}$ ,  $10^{10}$  и  $10^9$  Ом или приборов на их базе.

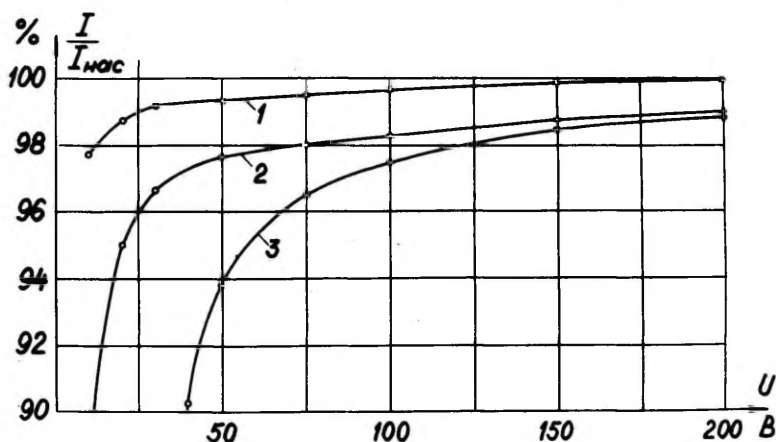


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики ТИИТ. Ток насыщения  $I_{нас}$ : 1 -  $0,993 \cdot 10^{-12}$  А; 2 -  $0,983 \cdot 10^{-10}$  А и 3 -  $1,90 \cdot 10^{-9}$  А.

При таких предположениях напряжение питания 50 В можно считать практически достаточным, так как внутреннее сопротивление ТИИТ при этом напряжении превышает не менее, чем в 100 раз сопротивление поверяемых резисторов или приборов.

Относительно короткий период полураспада трития, по данным ВНИИМ, составляет  $12,34 \pm 0,07$  лет и является основным недостатком трития с точки зрения его применимости в мерах малого тока. Однако все остальные его физические и химические свойства только положительны: 1) из всех известных радиоактивных веществ тритий относится к группе наименьшей радиационной опасности [4]; 2) пробег бета-частиц используется полностью для ионизации газа при относительно малых размерах ионизационной камеры (диаметр 10 мм и более).

Для сравнения можно привести ИИТ-ИЗ...-10, в которых применяется углерод-14. В этих источниках используется для ионизации газа менее десятой доли максимального пробега бета-частиц (макс. пробег - 264 мм, а диаметр камеры - 31 мм).

Относительно малый период полураспада трития не является столь существенным его недостатком, чтобы отказаться от его применения для построения мер малого тока. Коэффициент поправки можно рассчитать по известному экспоненциальному закону на каждый день, неделю, месяц или год, в зависимости от

требуемой точности. За год, например, активность трития уменьшается на 5,49%, за месяц - 0,47%, а за неделю - 0,11%. К каждому добавляется поправка, учитывающая десорбцию трития с подложки, которая может быть определена только экспериментально.

Подводя итог, можно утверждать, что тритий является перспективным радиоактивным веществом для построения мер малого тока.

Автор признателен Н.Ф. Коломиецу, В.Н. Червинскому и др. сотрудникам ОП Института ядерных исследований АН УССР за разработку специальных тритиевых излучателей.

### Л и т е р а т у р а

1. Борзов В.М., Виллем Я.Я., Илюкович А.М., Сакс О.В. Калиброванные источники малых постоянных токов. - Измерительная техника, 1969, 6, с. 33-37.
2. Посметухова Г.В., Сакс О.В. Ионизационный источник тока ИИТ-10 - ИИТ-13. - Измерительная техника, 1976, 9, с. 68-70.
3. Браслетов В.А., Покровская А.В., Стысис В.Н. Ионизационные и резистивные источники малых токов для поверки электрометров. - Труды ВНИИ физ.-техн. и радиотехн. измерений, вып. 10(40). М., 1973, с. 104-108.
4. Нормы радиационной безопасности НРБ-76. М., 1978.

### THE SUITABILITY OF USING TRITIUM IN LOW-CURRENT MEASURES

O. Saks

### S u m m a r y

As a means of measures of low direct currents for the range  $10^{-12}$  -  $10^{-10}$  A, non-hermetic ionization chambers with a Tritium emitter are recommended. The output current's dependence on air pressure has been studied experimentally. It has been proved that in a 14-mm diameter chamber the current practically does not depend on the instability of atmospheric pressure. By studying Volt-ampere characteristics a conclusion has been drawn that an operating voltage of 50V ensures a sufficiently high internal resistance of Tritium ionization current sources.

## Содержание

С.И. Бесхлебный, А.А. Жуков, В.Н. Крупин, Я.И. Микицей, Н.К. Цыкун. Накопление положительных и отрицательных ионов в разрядном промежутке острие-плоскость в электрическом поле на частотах 0,5–1,0 МГц .....	3
М.Х. Айтс, К.Ф. Куду, А.Я. Хальясте. Распределение фазы тока в канале одноэлектродного высокочастотного разряда .....	12
В.И. Турубаров, Г.И. Суровцова. Дреф заряженных аэрозольных частиц в электрическом поле цилиндрического конденсатора .....	17
Х.Р. Ихер, Я.И. Салым, Ф.Г. Миллер. Реакция спектра подвижности легких аэроионов на вещества, выделяющиеся при нагревании изоляционных материалов проводов .....	26
М.Г. Ноппель. О распределении зарядов на аэрозольных частицах при униполярной зарядке их легкими аэроионами .....	32
Я.И. Салым, М.А. Рейнарт. Измерение спектра подвижности аэроионов в широком диапазоне .....	41
Я.Ю. Рейнет. О нормах аэроионов в помещениях .....	46
Х.Ф. Таммет. Калибровка электрического гранулометра аэрозолей по распределению осажденных частиц ...	52
А.А. Мирме. Об оптимизации измерений электрическим спектрометром аэрозолей .....	59
А.А. Мирме, И.А. Пейль. Многоканальный электрический спектрометр аэрозоля с изменяемыми пределом измерения и разрешающей способностью .....	73
Р.Л. Матизен. Влиянии влажности на электрические свойства изоляторов измерительного конденсатора счетчика аэроионов .....	80
М.Э. Росс, Ю.А. Хяммалов. Новый способ возбуждения электростатического динамического конденсатора ..	88
О.В. Сакс. О применимости трития в мерах малого тока .....	94

# CONTENTS

S. Beskhlebny, A. Zhukov, V. Krupin, J. Mikizei, N. Zykun. Gathering of positive and negative ions in the point-to-plane discharge gap under the influence of high-frequency fields of 0.5-0.3 MHz .....	3
M. Aints, K. Kudu, A. Haljaste. Current phase distribution in a channel of a high - frequency single-electrode discharge .....	12
V. Turubatov, G. Surovtseva. Drift of charged aerosol particles in the electrical field of a cylindrical capacitor .....	17
H. Iher, J. Salm, F. Miller. Response of the mobility spectrum of small air ions to substances liberated in heating insulating materials of wires .....	26
M. Noppel. On the distribution of charges on aerosol particles when charged with unipolar small air ions .....	32
J. Salm, M. Reinhart. Measurement of the mobility spectrum of air ions over a wide range ...	41
J. Reinet. On Standards of air in closed rooms..	46
H. Tammet. Calibration of an electrical aerosol granulometer using the distribution of collected particles .....	52
A. Mirme. On the optimization of the measuring process of an electrical aerosol analyzer ...	59
A. Mirme, I. Peil. A multichannel electric aerosol spectrometer with a changeable measuring range and resolving power .....	73
R. Matisen. On the effect of humidity on the electric parameters of the insulators of the measuring condensers of air-ion counters .....	80
M. Roos, J. Hämmalov. A new method for driving an electrostatic dynamic capacitor .....	88
O. Saks. The suitability of using tritium in low current measures .....	94

НАКОПЛЕНИЕ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ И ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ В РАЗРЯДНОМ ПРОМЕЖУТКЕ ОСТРИЁ-ПЛОСКОСТЬ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ НА ЧАСТОТАХ 0,5-1,0 МГц. С.И. Бесхлебный, А.А. Жуков, В.Н. Крупня, Я.И. Микицей, Н.К. Цыкун. Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 648. Тарту, 1983, с. 3-11.

Получены зависимости тока положительных и отрицательных ионов, выдуваемых из разрядного промежутка остриё-плоскость, находящегося под напряжением высокой частоты, в зависимости от напряжения на острие. Диапазон использованных частот 0,5-1,0 МГц. Зависимости получены для трех острий диаметром 0,5; 0,8; 1,0 мм, заточенных на полусферу и отшлифованных.

Токи положительных ионов с изменением напряжения растут приблизительно по экспоненте, но после возникновения высокочастотной короны резко уменьшаются примерно на порядок величины.

Токи отрицательных ионов растут начиная с нулевого значения напряжения, потом имеется примерное не выраженное плато, а перед пробоем растут быстрее, чем по экспоненте. При этом ток отрицательных ионов, обуславливающий отрицательный объемный заряд около поверхности острия, оставался всегда на 1-2 порядка больше соответствующего тока положительных ионов. После начала высокочастотной короны ток отрицательных ионов не уменьшается.

Полученные результаты качественно объясняются процессами ионизации электронным ударом и прилипанием электронов к молекулам воздуха.

Илл. 8. Библ. 12. Рез. англ.

УДК 537.525.2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ФАЗЫ ТОКА В КАНАЛЕ ОДНОЭЛЕКТРОДНОГО ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА. Айнтс М., Куду К., Хяльясте А. Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 648. Тарту, 1983, с.12-16.

Канал одноэлектродной высокочастотной разрядной вспышки, возбуждаемой радиоимпульсом (несущая частота 20 МГц) при дополнительном постоянном напряжении в атмосферном воздухе, замещен эквивалентной многоэлементной  $RC$ -цепочкой. По известным из ранней работы значениям элементов  $RC$ -цепи вычислена скорость распространения фазы высокочастотного тока вдоль канала разряда. При помощи электронно-оптического преобразователя экспериментально определена скорость распространения волны свечения вдоль канала разряда. Совпадение этой скорости с рассчитанной скоростью распространения электромагнитной волны вдоль канала подтверждает ранее выдвинутую методику высокочастотного разряда.

Илл. 4. Библ. 3. Рез. англ.

УДК 621.319

ДРЕЙФ ЗАРЯЖЕННЫХ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО КОНДЕНСАТОРА. Турба-ров В.И., Суровцова Г.И. Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 648 . Тарту, 1983, с.17-25.

Показано существование дрейфа заряженных аэрозольных частиц в поле цилиндрического конденсатора под действием переменного электрического поля без постоянной составляющей.

Дрейф обусловлен градиентом электрического поля внутри цилиндрического конденсатора и асимметрией силы сопротивления в разные полупериоды изменения поля. Дрейф, обусловленный градиентом электрического поля, всегда направлен в сторону наружного электрода.

Показано существование эквистационарных цилиндрических поверхностей в случае асимметричного импульсного поля.

Скорость дрейфа на эквистационарной поверхности равна нулю.

Илл. 3. Библ. 4. Рез. англ.

РЕАКЦИЯ СПЕКТРА ПОДВИЖНОСТИ ЛЕГКИХ АЭРОИОНОВ НА ВЕЩЕСТВА, ВЫДЕЛЯЮЩИЕСЯ ПРИ НАГРЕВАНИИ ИЗОЛЯЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРОВОДОВ. Ижер Х.Р., Салым Я.И., Миллер Ф.Г. Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 648. Тарту, 1983, с. 26-31.

С помощью аспирационного спектрометра повышенной разрешающей способности спектр подвижности легких аэроионов исследовался в воздухе, окружающем провода, нагреваемые электрическим током. Было найдено, что спектр аэроионов чувствительно реагирует на вещества, выделяющиеся из изоляционных материалов многих проводов, начиная с температуры материала 80°C.

Илл. 4. Библ. 4. Рез. англ.

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЗАРЯДОВ НА АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦАХ ПРИ УНИПОЛЯРНОЙ ЗАРЯДКЕ ИХ ЛЕГКИМИ АЭРОИОНАМИ. Ноппель М.Г. Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 648, Тарту, 1983, с. 32-40.

Предложен приближенный способ решения системы уравнений кинетики зарядки первоначально заряженных частиц аэрозоля. Для диффузионной зарядки частиц, размеры которых больше свободного пробега ионов, дана формула, описывающая распределение зарядов на частицах. Зависимость параметров этой формулы от времени и размера частиц найдена в виде полиномов на основании приближенного способа решения.

Табл. 5. Библ. 7. Рез. англ.



УДК 551.594

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРА ПОДВИЖНОСТИ АЭРОИОНОВ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ. Салым Я.И., Рейнарт М.А. Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 648. Тарту, 1983, с.41-45.

Спектр подвижности аэроионов в комнатном воздухе измерялся регулярно в течение 6 месяцев с помощью десятиканального спектрометра аэроионов. Усредненный спектр в виде спектральной функции проводимости имеет максимум около подвижности  $10^{-3} \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  и глубокий провал (из-за недостатка соответствующих аэроионов) в диапазоне от 0,05 до  $0,5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ .

Илл. 1. Табл. 1. Библ. 7. Рез. англ.

УДК 613.5

О НОРМАХ АЭРОИОНОВ В ПОМЕЩЕНИЯХ. Рейнарт Я.Ю. Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 648. Тарту, 1983, с. 46-51.

Приведен критический обзор об отношении норм концентраций аэроионов в производственных помещениях, а также поправки к опубликованным в печати стандартам.

УДК 541.128.2/3 551.508 621.319.7.001

КАЛИБРОВКА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ГРАНУЛОМЕТРА АЭРОЗОЛЕЙ  
ПО РАСПРЕДЕЛЕНИЮ ОСАЖДЕННЫХ ЧАСТИЦ. Таммет Х.Ф.  
Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 648. Тарту,  
1983, с. 52-58.

Описывается теоретическая схема определения аппаратной матрицы электрического гранулометра аэрозолей по электронному и оптическому микроскопическому анализу частиц, осажденных на электродах анализатора электрических подвижностей. Предлагаемый метод может быть использован в случае многоканального дифференциального анализатора подвижностей второго порядка с пространственным разделением каналов.

Библ. 6. Рез. англ.

УДК 621.319.7.001

ОБ ОПТИМИЗАЦИИ ИЗМЕРЕНИЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ СПЕКТРОМЕТРОМ АЭРОЗОЛЕЙ. Мирме А.А. Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 648. Тарту, 1983, с. 59-72.

Рассматриваются измерительные и шумовые характеристики электрического спектрометра аэрозолей. Анализируется влияние различных параметров на качество измерения. Даются рекомендации по выбору оптимальных режимов и метода обработки, которые можно легко модифицировать для проведения измерений в различных условиях. Приводятся соответствующие формулы.

Илл. 3. Табл. 2. Библ. 5. Рез. англ.

УДК 541.128.2/3 551.508 621.319.7.001

МНОГОКАНАЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ СПЕКТРОМЕТР АЭРО-  
ЗОЛЯ С ИЗМЕНЯЕМЫМИ ПРЕДЕЛОМ ИЗМЕРЕНИЯ И РАЗРЕ-  
ШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТЬЮ. Мирме А.А., Пейль И.А.  
Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 648 .  
Тарту, 1983, с. 73-79.

В работе описывается принцип работы многоканального электрического аэрозольного спектрометра нового типа. В измерительном конденсаторе этого спектрометра секционированы оба электрода. Такая конструкция позволяет экспериментатору легко изменять пределы измерения и разрешающую способность.

Илл. 4. Библ. 5. Рез. англ.

УДК 621.315

О ВЛИЯНИИ ВЛАЖНОСТИ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА  
ИЗОЛЯТОРОВ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ КОНДЕНСАТОРОВ СЧЕТ-  
ЧИКОВ АЭРОИОНОВ. Матизен Р.Л. Учен. зап. Тар-  
туск. гос. ун-та, вып. 648 . Тарту, 1983, с.  
80-87.

В работе экспериментально исследовано влияние повышенной влажности на изоляционные материалы, применяемые для изоляторов измерительных конденсаторов счетчиков аэроионов. Исследовано влияние качества обработки поверхности изоляторов на его изолирующие свойства. С целью защиты изоляторов от воздействия влаги изучалась возможность его подогрева.

Илл. 3. Библ. 6. Рез. англ.

УДК 621.319.43

НОВЫЙ СПОСОБ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ДИНАМИЧЕСКОГО КОНДЕНСАТОРА. Роос М.Э., Хяммалов Ю.А. Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 648 . Тарту, 1983, с. 88-93.

Предлагается способ возбуждения электростатического динамического конденсатора (ЭДК) со следящей обратной связью по переменному напряжению возбуждения. Следящая обратная связь обеспечивается включением возбуждающего электрода ЭДК в цепь отрицательной обратной связи мультивибратора и одновременной подачей на этот электрод постоянного напряжения. В таком случае мультивибратор генерирует напряжение, совпадающее по частоте с резонансной частотой колеблющегося электрода ЭДК.

Илл. 1. Библи. 7. Рез. англ.

УДК 621.317.31

О ПРИМЕНИМОСТИ ТРИТИЯ В МЕРАХ МАЛОГО ТОКА. Сакс О.В. Учен. зап. Тартуск. гос. ун-та, вып. 648 . Тарту, 1983, с. 94-98.

В качестве мер малого тока  $10^{-12}$ - $10^{-9}$  А рекомендуют использовать негерметичные ионизационные камеры с тритиевым излучателем. Экспериментально исследована зависимость выходного тока от давления воздуха и доказано, что при диаметре камер 14 мм ток практически не зависит от колебаний атмосферного давления. На основе исследований вольт-амперных характеристик делается вывод, что напряжение питания 50 В обеспечивает достаточно высокое внутреннее сопротивление тритиевых ионизационных источников тока.

Илл. 3. Библи. 4. Рез. англ.

Учебные записки Тартуского государственного университета.

Выпуск 648.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ГАЗОВЫХ И АЭРОЗОЛЬНЫХ СРЕДАХ.

Ионизации, аэрозоли, электрометрия.

На русском языке.

Резюме на английском языке.

Тартуский государственный университет.

СССР, 202400, г.Тарту, ул.Пилкооли, 16.

Ответственный редактор Н. Ансо.

Корректоры И. Пауска, Л. Кивиняги.

Подписано в печать 25.10.1983.

МВ 10513.

Формат 60x90/16.

Бумага писчая.

Машинопись. Ротапринт.

Учетно-издательских листов 6,16.

Печатных листов 7,25.

Тираж 450.

Заказ № II27.

Цена 90 коп.

Типография ТГУ, СССР, 202400, г.Тарту, ул.Пилкооли, 14.

90 коп.

TÜ RAAMATUKOGU



1 0300 00288831 3